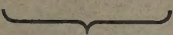


ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE
90



THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Michel BARAT

PREMIÈRE THÈSE

Étude des pertes d'énergie subies par des ions rapides
(60-180 KeV) diffusés sous un angle quasi-nul
par un gaz à basse pression

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 2 avril 1965 devant la Commission d'examen

MM. GRIVET

Président

DELCROIX
SEPTIER
GOLDSTEIN

} Examineurs

ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE
90

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Michel BARAT



PREMIÈRE THÈSE

Étude des pertes d'énergie subies par des ions rapides
(60-180 KeV) diffusés sous un angle quasi-nul
par un gaz à basse pression

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 2 avril 1965 devant la Commission d'examen

MM. GRIVET

Président

DELCROIX
SEPTIER
GOLDSTEIN

} Examinateurs

PROFESSEURS

Doyen... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure	Mlle	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée		QUINTIN	T Electrochimie
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés		MONOD	T Chimie du métallisme
	PREVOST	T Chimie Organique		BENOT	T Physio. animale (Orsay)
	WYART	T Minéralo & Cristal		DE POSSEL	T Analyse numérique
	TEISSER	T Zoologie		CHARLOT	T Chimie analytique
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)		LENEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	ASGER	T Physique quantique et relativité		GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	MONNIER	T Physiologie générale		CHATELET	T Chimie PCB
	PIVETEAU	T Paléontologie		JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	ROCARD	T Physique ENS		MATTLER	T Physique SPN
	CARTAN	T Mathématiques ENS		BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	LAFITTE N.	T Chimie générale		BERTHEM	T Electronique (Orsay)
	COULOMB	T Physique du globe		BOUSSIERES	T Radiochimie
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPN	Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	CHRETIEN	T Chimie minérale		ELLSBERGER	T Géologie des grandes régions du glob. (Orsay)
	ROQUET	T Physique PCB		FRANC	T Biologie animale PCB
	KASTLER	T Physique ENS		SCHNEIDER	T Botanique tropicale
	EPHRAÏM	T Génétique		STIKOWSKI	T Physiologie végétale
	RIVIERE	T Géologie SPN & Sédiment (Orsay)		ACHER	T Chimie biologique
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB		BAUDIN	T Biologie animale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques		BLAMONT	T Biologie animale SPN
	TOMMAS A.	T Biologie cellulaire		BOUREAU	T Géophysique ionosphère
	ARSLUF	T Optique appliquée		CURIE D.	T Botanique
	MOHAND	T Physique enseignement		DURAND DELGA	T Physique MGP
	SOLLELLET	T Mécanique exp. des fluides		PREON	T Géologie
	DRACH	T Zoologie		HELLER	T Chimie organique (Orsay)
	QUENEY	T Mécan. & Dynamique atmos.		TORTAT	T Physiologie végétale
	GALLIEN	T Embryologie		CAILLEUX	T Calcul des probabilités
	KICHORN	T Botanique		MAGNAN	T Géologie SPN
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPN		DAUDEL	T Physique électricité
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique			T Mécanique ondulatoire appl. à la Chimie
	THELLIER	T Physique du globe	Mlle	FOURCROY	T Théor. & la Phys. Nucléaire
	L.HERITIER	T Biologie générale Orsay		CHOUQUET BRUHAT	T Biologie végétale SPN
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay	Mlle	VEIL	T Mécanique analytique et méca. céleste
	PONCIN	T Mécanique générale		LWOF	T Physiologie générale
	DU BRIEL	T Math. & Théorie des nombres		SIESTRUNCK	T Microbiologie
	QUELET	T Chimie organique		LACOMBE	T Méca. phys. & expérimentale
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée		BIOCHARD	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire		CABANNES	T Physique PCB (Orsay)
	CUVILLER	T Microbiologie		CABANNES	T Chimie générale
	JUNG	T Géologie		LESEUR	T Math I (Orsay)
	TRILLAT	T Physiologie et diffraction électro.		MUZET	T Méca. générale (Orsay)
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.		CAIRE	T Géographie physique et géo. dynamique
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)		COMPLET	T Méca. des fluides
	VASSEY	T Physique de l'atmosphère		CORABEUR	T Chimie physique
	DESTOUCHES	T Théorie physique		DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	AMIEL	T Chimie générale		GORENFLOT	T Botanique II (Orsay)
	ROCARD	T Minéralo & Cristal		HOULLON	T Biologie animale PCB
	MATTHIEU J. P.	T Physique optique		JULLIEN J.	T Chimie SPN (Orsay)
	COUTEAUX	T Cytologie		MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	MAY	T Zoologie		OLIVIER	T Astronomie
	CHOUQUET	T Théorie des fonctions et topologie		NOZIERAN	T Botanique II (Orsay)
	FELDMANN	T Biologie végétale marine		BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	GUNDIR	T Physique des solides (Orsay)		CHEVAIGNON	T Biochimie (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée		KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	FORRET	T Calcul diff. & intégral		SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	CHOUARD	T Physiologie végétale		KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aér.)		THIRY	T Méca. céleste
	ROMMANT	T Synthèse organique		ABELES	T Physique SPN
	BERNARD	T Chimie minérale		AMAT	T Physique PCB
	BUVAT	T Botanique ENS	Mme	AUBON	T Géologie
	DUCUS	T Statistiques mathématiques		BENOT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	SOLLAIRAC	T Psychophysologie		BOUGIS	T Biologie marine Villefranche/mer
	ULICH	T Physiologie Vég. Appl.		BRUHAT	T Math. MPC
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.		BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	KIRRMANN	T Théories chimiques		CHARBAL	T Physique MGP (Orsay)
	CHADEPAUD	T Botanique		DEHEUVELS	T Math. propé.
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition		D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie	Mme	FURON	T Chimie PCB
	DEVILLERS	T Anatomie & Histo. compar.		GANS	T Génétique
	HERSMANN	T Topologie algébrique		GENEVES	T Biologie végétale PCB
	FRANCON	T Physique SPN		GUILBERT	T Physique CUS Orléans
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.		HUPE	T Pétrographie
	GODEMENT	T Géophysique MGP		HOLLANDE	T Biologie générale
	PISOT	T Technique math. de la phys.		LIONS	T Analyse numérique
	ROCH	T Géologie		MAITTE	T Chimie PCB
	SCHATZMANN	T Astrophysique		MEYER	T Physique propédeutique
	TERMIER	T Géologie générale		PANGEL	T Biologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales		RAVIER	T Pétrographie
	LENNIER	T Physique MGP		ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	RIZET	T Génétique Orsay		ROUBINE	T Electronique
	ROUTHIER	T Géologie appliquée		SILBER	T Chimie PCB
Mme	TONNELAT	T Physique théorique		UEBERSFELD	T Electronique
	DDMIER	T Mathématiques MPC		YONK	T Théories physiques
	SOUCHAY	T Chimie générale		HERVE	T Mathématiques
	AGRAIN	T Electrotechnique générale	Mme	NERON	T Math. MPC (Orsay)
	BRUSSET	T Chimie systématique		PECIER WIMEL	T Astrophysique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)		BALKANSKY	T Physique MPC
	CHALK	T Chimie biologique		LE CORRE	T Electricité
Mme	MUREL PY	T Biologie végétale PCB		DELROUX	T Physique théorique (Orsay)
	PANFFERT	T Chimie générale		GOURDIN	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	BRUN	T Mécanique des fluides I		LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)		NATAP	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)		ECHALIER	T Biologie animale PCB
	LELONG	T Mathématiques II ENS		BARAUD	T Physiologie cellulaire
	BELLAR	T Géologie SPN		LACRET	T Physiologie végétale (Orsay)
	COTTE	T Physique électricité		DARS	T Géologie structurale et Géologie appliquée
	DUROIS J. E.	T Chimie organique		CAMPEFORT	T Botanique (agrégation)
	LAMOTTE	T Zoologie ENS		VICHNEVSKY	T Mécanique industrielle
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay		BLAQUIERE	T Electronique (Orsay)
	OLMER	T Géologie générale		ARNOUS	T Physique théorique
	ROUALT	T Electricité (Orsay)		TATTOUET	T Chimie CSU Orléans
	GAUTHER	T Mécanique appliquée		MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	BARCHIEVITZ	T Chimie physique		GAUDEMAR	T Chimie propé.
	BRUSSEL	T Physique atomique		PEREZ Y. JORBA	T Physique exp. des hautes énergies (Orsay)
	BUSER	T Physiologie comparée		DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	CAMUS	T Physiologie végétale		BOUSSE	T Mécanique théorique
	CASTANG	T Physique II Thermo. (Orsay)		ROSCHE	T Astronomie
	CURIEN	T Minéralo & cristal.		GUY	T Physique expérimentale
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)		LAZARD	T Math. MPC
Mme	CHARNIAUX	T Evolution des êtres organisés		MOREL P.	T Physique MPC
	COTTON	T Zoologie		ARISAC	T Programmation
	POSSOMPES	T Chimie quantique		LEFEBVRE	T Chimie NPC
	PULLMANN	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)		CHAPREVILLE	T Biochimie
	TEILLAC	T Biol. Physico-chim. (Orsay)		BENOT	T Chimie CPEN
	TONNELAT	T Econométrie		JAUZEN	T Chimie CPEN
	VILLE	T Chimie PCB		PREVOST G.	T Géologie ENS
	WILLEMART	T Chimie (Orsay)		FAYARD P.	T Chimie CPEN
	DOE	T Recherches physiques	Mlle	VILKAS	T Chimie CPEN
	FREYMANN	T Biologie végétale SPN (Orsay)		FICIN	T Chimie CPEN
	GUINOCHET	T Chimie minérale		LEQUEUX	T Astronomie
	ROLLET	T Chimie SPN		COHEN TANNODJ	T Physique MPC
Mlle	JOSEN	T Géométrie algéb. et théorie des groupes	Mme	TAVERNIER	T Physique CPEN
	CREVALLEY	T Electronique Orsay		ROIZEN	T Physique CPEN
	ARNOULT	T Physique I (Orsay)		DURAND M.	BA SPN
	CHAPPELLE	T Mathématiques I (Orsay)		PASCAUD	T Physiologie
	DELANGE	T Mathématiques générales (Orsay)	Mme	PETIT	T Géologie (Orsay)
	DENY	T Mécanique théorique des fluides		BRUSSE	T Physique agrégation (Orsay)
	GERMAIN	T Géologie		CAOMAC	T Zoologie (Orsay)
	LUCAS	T Chimie physique		LEBERRE	T Microbiologie (Orsay)
	ALLARD	T Physique des particules fondamentales (Orsay)		SCHNEFFER	T Physique des solides (Orsay)
	RECHTELLOT	T Mécan. et physique de l'atmosphère		de GENES	T Physique nucléaire exp. (Orsay)
	BRICARD	T Psycho-physio.		RIOT	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	ALBE FESSARD	T Physique des solides (Orsay)		CLAUSER	T Chimie biologique (Orsay)
	FRIEDEL	T Etudes des molécules complexes		CHÉVALIER	T Physique animale (Orsay)
	JULIA M.	T Biologie animale SPN (Orsay)		JANCOVITZ	T Physique atomique (Orsay)
	LENDER			FALK-VAIRANT	T Physique nucléaire (Orsay)
				PETIZON	T Chimie propé. (Orsay)
				CHAP	T Mathématiques (Orsay)

CHAPITRE I

GÉNÉRALITÉS ET HISTORIQUE

I - INTRODUCTION

Le développement considérable de la Physique des plasmas et de l'astrophysique a nécessité une connaissance plus précise et plus complète des phénomènes d'ionisation dans les gaz et par là, a donné depuis une dizaine d'années un regain d'intérêt à l'étude des collisions de particules atomiques.

On peut rappeler succinctement que, lors de la rencontre d'une particule et d'un atome ou d'une molécule, la collision peut être de deux types : si pendant le choc, l'énergie interne des particules est inchangée par la collision le choc est dit élastique, dans le cas contraire il est inélastique.

Dans le premier cas, il y a donc seulement échange d'énergie cinétique entre les deux particules : la particule cible, supposée immobile, et le projectile. En général le projectile cèdera une partie ΔE de son énergie à la particule diffusée : ΔE sera la perte d'énergie élastique, les lois de conservation de la mécanique classique permettent en général une étude de ce problème à deux corps et fournissent une relation entre ΔE et l'angle de diffusion du projectile.

Si, au contraire, le choc est inélastique, une partie de l'énergie de la particule incidente est transférée sous forme d'énergie interne à la particule diffusée : accroissement de l'énergie cinétique des électrons périphériques, qui après passage sur des niveaux excités rayonnent cette énergie avant de retomber sur leur niveau fondamental, ou, si cette énergie cinétique est supérieure au niveau d'ionisation, s'échappent définitivement du champ du noyau. Si le projectile et la cible ont une structure électronique complexe, les couches atomiques respectives s'interpénètrent plus ou moins et alors excitations et ionisations multiples peuvent coexister. Seule, dans ce cas, une étude statistique de la répartition d'énergie entre les électrons des deux particules pourra fournir des renseignements sur la perte inélastique d'énergie que subira le projectile. Enfin si la particule cible a une structure moléculaire, il pourra y avoir excitation de niveaux vibrationnels allant jusqu'à la rupture de la molécule.

Comme le montrera (Ch. III) le développement des lois de conservation de la mécanique, l'angle de déviation du projectile lors du choc est lié à la perte d'énergie qu'il subit, que la collision soit élastique ou inélastique.

Il est donc intéressant de mesurer la perte d'énergie subie par la particule incidente lors du choc avec diffusion dans un angle donné. En effet,

comme nous le montrerons, la contribution des chocs simplement élastique est très faible car la section efficace décroît très rapidement avec l'angle, la perte d'énergie se convertit donc en grande partie en énergie interne de la particule cible. La relation entre l'énergie cédée à la cible et l'angle de diffusion peut amener une connaissance plus précise du processus d'ionisation.

La mesure de la perte d'énergie inélastique peut se faire de deux manières différentes : soit directement en analysant l'énergie des ions projectiles après le choc, soit en mesurant l'énergie E_2 des particules cibles diffusées dans un angle donné [46]. Les lois de conservation permettent de déterminer la perte inélastique à partir des deux valeurs mesurées E_2 et Φ .

Nous avons choisi la première méthode, c'est-à-dire la mesure directe de l'énergie perdue par les ions incidents. D'autre part comme nous l'avons remarqué plus haut, la perte d'énergie dépend de l'angle de déviation, et comme nous avons limité notre étude aux cas où l'angle de déviation du projectile était faible (inférieur au degré), le domaine des pertes d'énergies étudié sera compris approximativement entre dix et 100 électrons-volts. Or l'énergie initiale des ions est comprise entre 50 et 200 Kev : la mesure directe de ΔE exigerait donc dans l'analyse de l'énergie du faisceau une précision de $10^{-5} < \frac{\Delta E}{E} < 10^{-4}$ qui nécessiterait la construction d'un appareillage de haute précision où toutes les tensions d'accélération et d'analyse seraient stabilisées à un degré très élevé difficile à obtenir avec les très hautes tensions.

II - REVUE DES TRAVAUX PRECEDENTS SUR L'ETUDE DES PERTES D'ENERGIE SUBIES PAR UN FAISCEAU DE PARTICULES CHARGÉES DIFFUSEES SOUS ANGLE NUL.

Avant de présenter la technique de mesure employée dans ce travail, il est bon de rappeler que les problèmes des pertes d'énergies ont été très étudiés pour éclaircir le mécanisme du contraste en microscopie électronique. On sait en effet que le contraste est déterminé par l'énergie plus ou moins grande qu'une certaine partie du faisceau d'électrons perd à la traversée de l'échantillon observé ; une étude approfondie des pertes d'énergies à travers divers échantillons, en particulier à travers les films métalliques, a été entreprise par de nombreux auteurs. Ils ont mis en évidence, à côté des pertes continues du type élastique des pertes d'énergies discrètes, qui furent interprétées comme résultant d'une interaction entre le faisceau et le plasma d'électrons libres, c'est-à-dire par excitations de Plasmons. Ces pertes sont en général très bien expliquées par la théorie de BOHM et PINES (47) et ont fait l'objet d'études nombreuses aussi bien au Japon (50) (51), en France (29) qu'aux Etats-Unis (39) (40). Certains auteurs profitant de l'amélioration obtenue dans la technique d'analyse de vitesse ont remplacé la cible solide par une petite chambre remplie de gaz à faible pression et ont utilisé cet appareillage pour étudier les pertes d'énergies dans les gaz, d'électrons de quelques kilovolts. On peut citer les travaux Russes KABANOV et MILIUTIN (32), ou Allemands BOERSCH (20), MOLLENDSTEDT et DIETRICH (44) (25), et les travaux effectués au N.B.S. par KUYATT et SIMPSON (35) (36). Pour comparer les pertes électroniques aux pertes subies par des ions traversant un gaz, certains auteurs remplacèrent le canon à électron, par un canon à ions Li^+ et utilisant le même appareillage avec des tensions opposées, étudièrent les pertes d'énergies des ions Li^+ dans différents gaz (21) (33). Nous analyserons rapidement les techniques employées par ces auteurs dont les travaux sont les plus proches des nôtres, car les pertes d'énergies ne sont étudiées que pour une diffusion sous angle nul.

2-1 Travaux de Boersch et Schweda (21) (22)

Ces auteurs utilisent un analyseur de vitesse à "champ retardateur" inversé. On sait que le principe de l'analyse par champ retardateur est de faire traverser par les particules chargées un champ électrique dirigé dans un sens tel qu'il les ralentira jusqu'à une vitesse nulle : suivant la valeur du champ électrique, seules les particules ayant une énergie supérieure à une certaine valeur E_0 pourront traverser la barrière de potentiel et seront collectées. En faisant varier la valeur du champ électrique retardateur on peut ainsi arrêter progressivement les particules qui ont perdu le plus d'énergie. Le courant reçu sera l'intégrale de la distribution d'énergie. Ces auteurs ont étudié avec cet appareil les pertes d'énergies d'un faisceau Li^+ de 30 KeV dans les gaz rares (22). La distribution d'énergie du faisceau d'ions primaire était de 2 eV.

2-2 Travaux de Kuschnir - Kabanov et Krumiakova (33)

L'analyse du faisceau est effectuée par un analyseur électrostatique à lentilles du type décrit par MOLLENSTEDT (44). Ce dernier utilise la forte aberration chromatique d'une lentille électrostatique en régime transgaussien. Cet appareil donne la distribution d'énergie directe du faisceau d'ions. La résolution de cet analyseur est de 0,5 eV. Les auteurs ont étudié les pertes d'énergie d'un faisceau d'ions Li^+ de 70 KeV passant dans différents gaz : Hélium, Argon, Azote, Oxygène et Air (33).

CHAPITRE II

L'ANALYSEUR DE VITESSE

I - PRINCIPE DE L'ANALYSEUR UTILISE

Nous avons vu que la mesure directe de la perte d'énergie ΔE nécessite un appareillage de très haute précision puisque le rapport $\frac{\Delta E}{E}$ devra être déterminé avec une précision de 10^{-5} . On peut tourner cette difficulté en ralentissant les ions, après traversée de la cible, à une énergie faible E_0 de l'ordre de 2,5 KeV, créé par une source de tension stabilisée à 10^{-4} seulement, il suffit alors que la source de très haute tension (300 KV) soit stabilisée à quelques 10^{-2} . Un tube accélérateur à champ axial uniforme porte l'énergie du faisceau de $E_0 = 2,5$ KeV à une valeur comprise entre 10 et 200 KeV. Les ions traversent la cible et sont ralentis dans un tube identique au tube accélérateur, ainsi leur énergie est ramenée à la valeur initiale de 2,5 KeV. Ce montage a été précédemment utilisé par BLACKSTOK, BIRKOFF et SLATER (18) pour étudier les pertes d'énergies des électrons dans les feuilles métalliques minces.

On peut montrer que dans ce montage symétrique, les fluctuations de la THT n'interviennent pas dans l'énergie finale des ions. Par exemple, à une énergie de 100 KeV, le temps de transit des ions depuis l'entrée de l'accélérateur jusqu'à la sortie du décélérateur est de l'ordre de $\tau = 0,6 \mu S$. Si à la THT V_0 se superpose une tension résiduelle $v \cdot \sin \omega t$, la variation maximale d'énergie est

$$\Delta e = \left| \frac{dv}{dt}_{\max} \right| \tau$$

c'est-à-dire :

$$\Delta E = v \omega \tau$$

pour $v = 1000$ volts (correspondant à une stabilisation à 10^{-2} de la THT) on a :

$$\Delta E = 0,1 \text{ eV}$$

cette variation est négligeable devant les autres causes d'erreur.

Un autre avantage du système utilisé est d'analyser l'énergie du faisceau à une tension de 2,5 KV au lieu de 100 KV, la précision requise pour l'analyse n'est plus que de 10^{-3} ce qui est plus facilement réalisable.

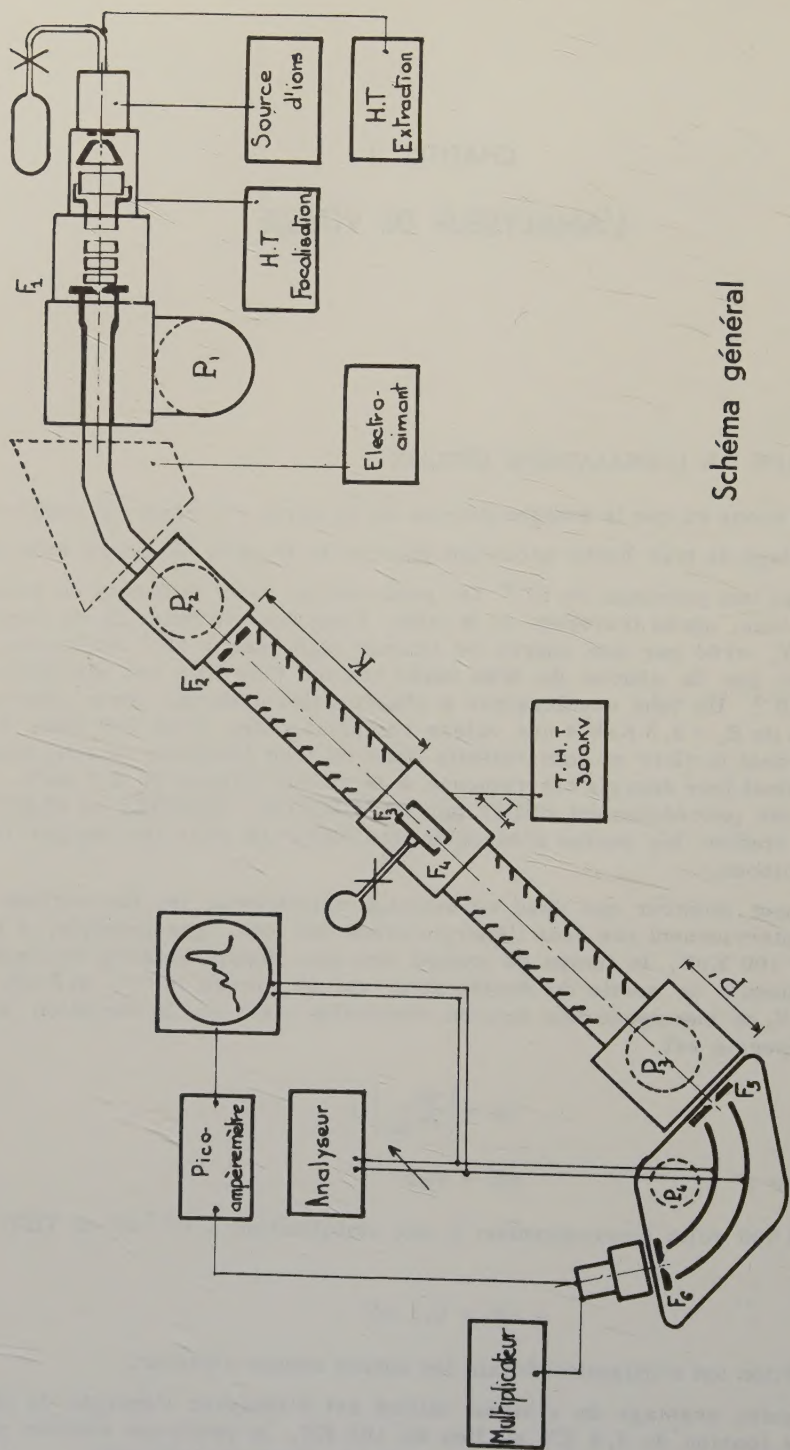


Schéma général

Fig. 1

II - DESCRIPTION DE L'ANALYSEUR

La figure (1) donne une vue schématique de l'appareil.

II-1 Production des ions

Nous avons successivement utilisé 3 sources d'ions :

- Sources HF du type Thonemann [3]
- Source PIG à cathode chaude [5]
- Source d'ions Li^+

La première source d'ions utilisée était une source HF du type Thonemann.

Pour diverses raisons (manque de stabilité, rayonnement HF et forte dispersion en énergie) nous l'avons remplacé par une source Reflex du type PIG à cathode chaude. Nous nous sommes inspirés d'une réalisation récente de CARLSON et MAGNUSON (24), fonctionnant à très basse pression, et à faible tension d'anode, ce qui réduit la dispersion en énergie à quelques eV. (Mesurée par une méthode de champ retardateur [5]).

Pour permettre une comparaison plus rigoureuse avec les résultats obtenus avec des ions Li^+ par différents auteurs, nous avons substitué à la source PIG une source Lithium. C'est un canon triode dont le filament porte une petite sphère d'alumino-silicate de lithium fondue à chaud sous vide. L'émission est suffisante pour une puissance de chauffage de 9 watts. Les ions Li_7^+ et Li_6^+ sont séparés à la sortie du monochromateur, et leurs intensités respectives sont :

$$\text{Li}_7^+ \simeq 2,3 \cdot 10^{-9} \text{ A} \quad \text{Li}_6^+ \simeq 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ A}$$

Cette source a une stabilité aussi bonne que la source PIG et une résolution qui lui est supérieure ($\Delta E < 1 \text{ eV}$ à la sortie du canon).

II-2 Focalisation du faisceau

Les 3 premières lentilles assurent la focalisation alors que les 3 dernières, portées à des potentiels régulièrement décroissants, ont pour rôle de ralentir le faisceau et de la ramener ainsi au potentiel de la masse, soit à une énergie de $V_0 = 2,5 \text{ KeV}$.

On a calculé les éléments cardinaux des différentes lentilles avec les valeurs optimales des hautes tensions ($\text{HT}_1 = 7,2 \text{ KV}$, $\text{HT}_2 = 6 \text{ KV}$). L'image du trou de sortie de la source a été construite : elle se trouve à 5 cm au-delà de la fente (F_1) d'entrée du monochromateur. Etant donné l'approximation de ce calcul, le résultat concorde avec l'expérience. La formule d'Helmholtz donne un grandissement angulaire, de $1/2$, l'ouverture du faisceau traversant F_1 est donc voisine de $\pm 2^\circ$.

II-3 Le monochromateur

On a placé à la suite de F_1 un prisme magnétique dont le rôle est double : séparer les ions qui ont un rapport $\frac{e}{m}$ convenable et faire une analyse de vitesse afin de sélectionner, grâce à une fente fine F_2 des ions ayant une faible dispersion de vitesses, autour de $E_0 = 2,5 \text{ KeV}$. L'angle de déviation est de $\theta = 53^\circ 8'$ (en tenant compte de l'effet de bord) ce qui a l'avantage de donner une construction optique parfaitement symétrique. Le rayon de courbure dans

le champ homogène du prisme, de la trajectoire des ions passant à travers la fente de sortie F_2 est de $\rho = 31,5$ cm. Les faces d'entrée et de sortie sont normales à la direction du faisceau ; le prisme est alors équivalent dans le plan horizontal à une lentille mince située dans son plan de symétrie et de distance focale :

$$f = \rho / \sin \theta \approx 1,25 \rho \approx 40 \text{ cm}$$

F_1 et F_2 sont symétriques par rapport au plan de symétrie et situés à la distance $2f$ de ce plan ; le grandissement vaut donc -1 et l'image de F_1 est en F_2 . On peut montrer que dans ces conditions la focalisation verticale est négligeable ce qui n'a pas grande importance lorsque l'on travaille avec des fentes.

II-4 Tube accélérateur - Décélérateur

Un tube accélérateur T_1 porte l'énergie des ions à une valeur réglable entre 2,5 et 300 KeV. Ce tube est formé d'anneaux de porcelaine cylindriques (Φ int. : 20 cm Φ ext. : 25 cm, hauteur = 6 cm) empilés, séparés par des plaques d'aluminium de 3 mm d'épaisseur collées à l'araldite. L'ensemble forme un tout rigide qui a pu, moyennant de nombreuses précautions, être fixé en position horizontale. Les plaques d'aluminium portent à l'extérieur du tube des anneaux de laiton chromé anti-corona et à l'intérieur des électrodes en aluminium ; la forme de ces électrodes a été étudiée à la cuve rhéographique [3] en vue, d'une part d'obtenir dans la zone voisine de l'axe ($0 < r < 20$ m) un champ accélérateur bien homogène, et d'autre part de masquer complètement les isolants à la "vue" des particules circulant sur l'axe. Les électrodes sont portées à des tensions régulièrement croissantes, grâce à une chaîne de résistances de fortes valeurs placées dans un tube de vinyle, enroulé en hélice directement sur le tube (R totale = 6000 M Ω). La longueur du tube est de 75 cm.

Les particules accélérées traversent ensuite un espace sans champ dans lequel est placé la cible, puis sont ralenties et ramenées à leur énergie initiale grâce à un second tube T_2 identique à T_1 ; après un nouvel espace sans champ elles arrivent sur la fente d'entrée F_3 de l'analyseur électrostatique. La partie de l'enceinte où se trouve la cible est soutenue par une colonne isolante capable de tenir 300 KV. La haute tension est fournie par une machine électrostatique SAMES 300 KV stabilisé à 10^{-2} ce qui est suffisant comme nous l'avons déjà précisé. De plus un filtre RC constitué par la résistance de protection $R = 5$ M Ω et une colonne de condensateurs élimine pratiquement les fluctuations rapides de la haute tension.

Optique du système

L'image donnée par le monochromateur joue le rôle d'objet pour le reste du système. Elle se trouve à 5 cm de la face d'entrée de l'accélérateur (figure 1). On peut montrer que l'accélérateur en donne une image très éloignée : le faisceau entre dans la chambre de collision parallèlement à l'axe.

En effet pour déterminer l'image de F_2 donné par le tube accélérateur on peut utiliser les calculs de ELKIND [26]. Nous nous conformerons à ses notations.

Connaissant $P = 5$ cm, on peut calculer $\frac{L}{K} = f(N)$ ou $N = \frac{V(\text{initial})}{V(\text{final})}$ et ainsi obtenir l'image de F_2 .

La majeure partie de nos expériences ont été faites à une énergie de 80 KV, la valeur de N s'en déduit

$$N = \frac{80}{2,5} = 32$$

ELKIND nous donne la formule $\frac{L}{K} = f(N)$

pour $N = 32$ on trouve $\frac{L}{K} = -285$. L'image est virtuelle et située à 21 mètres de la cible. On peut donc considérer le faisceau comme parallèle à son entrée dans la cible ; son diamètre est alors de 0,5 mm.

Les ions sortent de la chambre de collision avec un angle dépendant des paramètres de collision. L'ensemble de ces ions forme un faisceau issu de la fente de sortie, qui joue donc le rôle d'objet pour le décélérateur.

Pour déterminer l'image finale nous avons utilisé les mêmes calcul, les notations de la figure 1, et la relation K/P' de ELKIND.

On en tire (avec $K = 72$ cm et $L = 16$ cm), la valeur de P' (40 cm) pour une énergie de 80 KeV.

C'est donc à 40 cm de la sortie du tube décélérateur que l'on a placé la fente d'entrée de l'analyseur puisque nous avons choisi de travailler au voisinage de la tension moyenne de 80 KeV.

Il est important de connaître la relation entre l'angle de déviation θ de l'ion incident après collision de l'angle θ' avec lequel il arrive sur la fente d'entrée de l'analyseur.

Le grandissement linéaire est ici $M = 0,64$.

qui par la relation des sinus nous conduit à un grandissement angulaire :

$$\theta' = 3,6 \theta \quad (2-1)$$

La chambre de collision est constituée par un cylindre en acier inox de 10 cm de longueur et de 4,5 cm de diamètre. Le faisceau pénètre dans la chambre et en sort par deux fentes réglables en largeur (en pratique, on a ajusté celle d'entrée à 2/10 de mm de large et celle de sortie à 3/10) et surtout déplaçables latéralement par deux vis micrométriques dont les axes isolants de grande longueur peuvent être manipulés du sol lorsque la cible est à la THT. Ces réglages ont été rendus nécessaires par suite des difficultés d'alignement du faisceau.

II-5 Analyseur

L'analyseur est un prisme électrostatique d'angle 127° , formé par une portion de condensateur cylindrique. Les deux électrodes en laiton poli et doré, hautes de 5 cm sont distantes de $d = 20 \pm 10^{-2}$ mm. Le rayon de courbure de la trajectoire moyenne est de 20 cm. La déviation s'effectue dans le plan horizontal, et le prisme donne de la fente d'entrée F_5 une image située en F_6 , où se trouve la fente de sortie. Deux électrodes supplémentaires, placées horizontalement et respectivement au-dessus et au-dessous des électrodes principales sont portées à une tension positive assurant ainsi la focalisation verticale.

Il est important de connaître l'angle θ' maximum avec lequel un ion peut entrer dans l'analyseur et en ressortir. Cet angle est limité par les parois de l'analyseur, un calcul simple nous donne approximativement la valeur de cet angle limite :

$$\frac{1}{20} \text{ Rad}$$

On peut alors en déduire d'après la relation (2-1) l'angle maximum θ_{Max} avec lequel un ion peut partir de la source pour ressortir de l'analyseur :

$$\theta_{\text{Max}} = 1/72 \text{ Rad} \approx 48'$$

(On prendra souvent dans la suite $\theta \approx 1^\circ$ comme ordre de grandeur).

Il sera utile pour calculer le courant de sortie de l'analyseur de connaître la trajectoire voisine de la trajectoire d'équilibre (cercle de rayon 20 cm).

L'ion étant repéré par ses coordonnées polaires ρ, α et se trouvant dans un champ électrostatique de la forme $\varepsilon = -\frac{a}{\rho}$, l'équation de sa trajectoire est donné par HUGHES et ROJANSKY (31) :

Nous savons que pour la vitesse particulière v_0 correspondant à l'énergie E_0 , la trajectoire d'équilibre sera circulaire (rayon ρ_0)

Si nous considérons le cas où la vitesse v est voisine de v_0 nous aurons :

$$\rho = \rho_0 + x \quad \text{avec } x \ll \rho_0$$

et finalement d'après 31 il vient :

$$x = \rho_0 \left(\frac{\Delta E}{E} - \frac{4}{3} \gamma^2 - \delta^2 \right) \quad (2-2)$$

E énergie de réglage de l'analyseur

$E' = E + \Delta E$ énergie réelle des ions

E_0 énergie des ions supposés monoénergétiques

On trouvera dans [4] le schéma de l'alimentation de cet analyseur.

γ et δ sont définis sur la figure 4 page 18.

2-6 Récepteur final

Dans le premier stade de mise au point le récepteur final était une cage de Faraday.

Le courant d'ions final étant de l'ordre de 10^{-13} A, ou même inférieur. Ce montage nécessitait l'utilisation d'un amplificateur continu sur les échelles les plus grandes ; la constante de temps du récepteur était alors très élevée, ce qui obligeait à un balayage très lent de l'analyseur. Pour ces raisons, nous avons remplacé la cage de Faraday par un multiplicateur de particules (EMI, type 9 603 B) dont le gain est de 50 000, sous une tension de 2,5 KV. Le courant de sortie est ensuite amplifié par un amplificateur continu à faible bruit (Pico-Ampèremètre Lemouzy), dont le signal de sortie est ensuite envoyé sur la voie Y d'un oscilloscope à écran rémanent ou d'un enregistreur XY à plume, alors que la voie X du même oscillographe est alimentée par la tension

V de l'analyseur. On obtient ainsi directement en 10 secondes le spectre d'énergies du faisceau.

Le vide dans ces tubes et dans la région du déflecteur magnétique est meilleur que 10^{-5} mm de mercure lorsque la source et la chambre de réaction sont alimentées en gaz. Dans l'analyseur électrostatique la pression reste de l'ordre de 10^{-6} mm de mercure.

III - MISE AU POINT ET PERFORMANCES DE L'APPAREIL.

L'analyseur électrostatique a servi tout d'abord à mesurer la largeur du spectre d'énergie des ions sortant du prisme magnétique ; il a alors été placé directement à la sortie du monochromateur. Les largeurs respectives de F_1 et F_2 ont été fixées à 0,5 et 0,1 mm. Le spectre d'énergie des ions pénétrant dans T_1 a alors une largeur à mi-hauteur de 6 eV environ, cette distribution étant conservée lorsque tout l'appareillage est utilisé.

Nous avons utilisé 2 méthodes pour enregistrer les spectres : soit sur un enregistreur XY à plume, soit un oscillographe cathodique.

Mais la plupart des spectres furent faits suivant la 2ème méthode. Dans ce cas nous faisons varier la tension d'analyse à l'aide d'un potentiomètre rotatif (rotapot) entraîné par un moteur - la période de balayage était de 10 secondes. Nous utilisons alors le balayage interne de l'oscilloscope comme axe X dont le déclenchement était synchronisé par le pic de tension obtenu à la sortie du Rotapot à la fin de chaque cycle.

Cependant dans ces deux méthodes nous n'avions pas d'échelle absolue d'énergie. Il suffisait d'ajouter une pile de référence (62,5 V) et de photographier l'écran de l'oscillographe pendant 2 balayages consécutifs, l'un avec la pile en série, l'autre sans la pile. On observe alors 2 pics séparés (images de la distribution en énergie du faisceau sans cible). Or on sait que la distance des 2 correspond à un $\Delta E = 5 \times 62,5 = 315$ eV. On en déduit facilement l'étalonnage en énergie des spectres.

La source d'erreur la plus importante provient de la difficulté de déterminer le sommet d'un pic sur la photographie. En effet plusieurs pertes d'énergie très rapprochées peuvent se confondre sur le spectre et déplacer ainsi le sommet du pic si le pic est très large comme c'est souvent le cas l'erreur peut atteindre plusieurs électron-volts. A cette erreur s'ajoute celle provenant de l'épaisseur non nulle de la trace photographique laissée par le spot de l'oscillographe cathodique qui peut être estimée à 0,2 eV.

CHAPITRE III

LES COLLISIONS D'IONS RAPIDES SUR LES ATOMES : ASPECT THÉORIQUE

I - DIFFERENTS TYPES DE COLLISIONS POUVANT ÊTRE ETUDIÉES

L'intérêt de l'appareil décrit est de fournir un spectre très fin de l'énergie perdue par un ion lors d'une collision. La limitation du champ d'investigation des différents types de collision étudiés provient d'abord du fait que l'analyse est *axiale*, ce qui élimine les chocs à très grande interaction. Ensuite l'analyseur étant électrostatique les particules incidentes ne devaient voir ni changer leur masse (dissociation d'ion moléculaire) ni leur charge.

Les interactions observables sont donc les suivantes :

- collisions élastiques ;
- collisions inélastiques ;
 - Excitation de l'atome cible
 - Ionisation de l'atome cible
 - Excitation de l'ion incident

(Il faut remarquer que les réactions faisant intervenir un "épluchage" de l'ion incident (stripping) ne peuvent être observés.

Ces interactions font intervenir directement l'atome cible. Mais il peut aussi se produire des collisions avec des atomes cibles déjà ionisés :

- Excitation de l'ion cible (spectre B II)
- Et même ionisation de l'ion cible.

Enfin dans le cas d'une cible moléculaire, des collisions dissociatives peuvent s'ajouter aux réactions précédentes :

Une revue générale des différents types de collision a été faite dans l'ouvrage récent de J.B. HASTED [30].

II - CONSIDERATIONS ISSUES DES PRINCIPES FONDAMENTAUX DE LA MÉCANIQUE CLASSIQUE.

L'application des deux principes bien connus de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, si elle ne permet pas de résoudre les problèmes de collisions, laisse tout au moins prévoir certaines règles intéressantes.

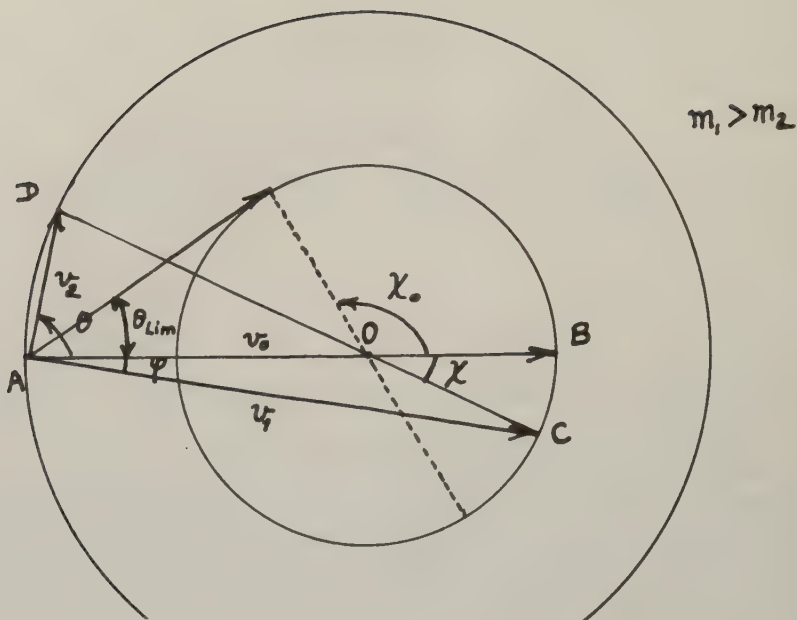


Figure 2.

II-1 Collisions élastiques

L'étude des collisions purement élastiques est traité dans l'ouvrage de L. LANDAU et E. LIFCHITZ (37) à l'aide d'une représentation commode que, d'ailleurs, nous utiliserons aussi dans le cas de collisions inélastiques.

Soit m_1 la masse de la particule incidente et m_2 celle de la particule cible supposée immobile dans le système du laboratoire. Nous savons que si nous plaçons dans le système du centre de masse, les 2 particules après le choc s'éloignent de ce centre avec des vitesses opposées en direction et qu'en outre la grandeur de leur vitesse respective ne varie pas pendant le choc ; seule la direction des vitesses relatives change lors de la collision. L'application de ces principes permet de donner une construction simple dans le système du centre de masse des vecteurs vitesses des 2 particules après collision. Deux exemples en sont donnés sur la figure 2.

Dans le système du centre de masse les notations sont les suivantes :

- O Centre de masse
- $\vec{OA}$ Vitesse initiale de m_2
- $\vec{OB}$ Vitesse initiale de m_1
- χ Angle de diffusion des particules

après le choc les vitesses respectives des particules projectiles et cibles sont opposées : $\vec{OD}$ et $\vec{OC}$.

Dans le système au Laboratoire,

$\overrightarrow{AC} = \overrightarrow{AO} + \overrightarrow{OC}$ Vitesse du projectile

$\overrightarrow{AD} = \overrightarrow{AO} + \overrightarrow{OD}$ Vitesse de la particule cible diffusée

θ Angle de diffusion de la particule incidente

φ Angle de diffusion de la particule cible

Pour les petits angles de diffusion θ (nous avons vu que dans notre appareil $\theta < 1^\circ$) on peut en déduire une relation simple entre θ et la perte d'énergie relative $\frac{\Delta E}{E_0}$ que subit l'ion incident durant la collision.

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{m_1}{m_2} \theta^2$$

Par exemple dans le cas où $m_1 = m_2$, $E_0 = 80$ KeV l'angle limite $\theta = 1^\circ$ donne une perte maximum élastique de $\Delta E = 25$ eV ce qui est loin d'être négligeable. Encore faut-il voir quelle est la proportion des ions incidents qui subit une telle perte : des considérations ayant trait aux sections efficaces nous le montreront.

II-2 Collisions inélastiques

On peut faire un schéma semblable pour des collisions inélastiques. Il est bon cependant de faire les remarques préalables suivantes :

- Le schéma ne donnera aucun renseignement sur ce qui se passe dans l'atome lui-même. On appellera Q la perte d'énergie purement inélastique, c'est-à-dire la variation d'énergie interne du système "ion incident - atome cible". A Q donné correspondra un schéma donné.

- Un choc n'est jamais purement inélastique : l'atome cible possède après le choc une énergie cinétique E_2 a priori non négligeable. En fait, nous observons la valeur ΔE de l'énergie perdue par la particule incidente. On a ainsi la relation

$$\Delta E = Q + E_2$$

La perte d'énergie observée correspond au gain d'énergie interne de la cible et à son énergie cinétique.

La schéma représentatif de la collision (figure 3) est construit à l'aide des mêmes principes que ceux utilisés dans le cas élastique. Seulement, puisqu'une partie de l'énergie est convertie en énergie interne, la somme des énergies internes dans ce système n'est plus la même, donc les modules des vitesses changent. Soient OB_1 et OA_1 ces modules aussitôt après le choc ($OA_1 < OA$ et $OB_1 < OB$). $\overrightarrow{A_1B_1}$ correspond alors à la nouvelle vitesse relative des particules.

On prend un angle χ quelconque qui nous donne les points C_1 et D_1 ; les nouvelles vitesses dans le système du laboratoire sont respectivement AC_1 pour le projectile et AD_1 pour la cible. L'angle de déviation du projectile est alors θ_1 et celui de l'atome cible φ . On remarque à ce sujet que $\overrightarrow{AD_1}$ coupe le cercle de rayon $\overrightarrow{OA_1}$ en un autre point D_2 auquel correspond l'angle χ_2 , la vitesse projectile $\overrightarrow{AC_2}$ et l'angle projectile θ_2 . On en déduit donc que pour

Pour simplifier le problème posé par une collision ionisante nous avons négligé l'intervention de l'électron secondaire dans les équations de conservation de quantité de mouvement, mais non pas dans l'équation de conservation de l'énergie. C'est-à-dire que nous avons considéré que le choc se faisait en deux temps : premier temps collision de l'ion incident avec l'atome cible dont l'énergie interne augmente de Q' , et, deuxième temps : un électron est porté à une énergie supérieure à E_i et s'échappe avec une énergie cinétique E_e . Nous verrons ultérieurement que cette manière de voir est voisine de celle de RUSSEK et THOMAS dans leur théorie statistique des collisions.

On peut montrer que de toute façon, on peut négliger la quantité de mouvement de l'électron secondaire éjecté.

Différents auteurs CE, KUYATT (34), E. BLAETH (19) et BERRY (16) (17) ont mesuré l'énergie des électrons secondaires éjectés : leurs travaux s'accordent dans le domaine d'énergie qui nous concerne, pour remarquer que plus de 99 % des électrons émis ont une énergie cinétique inférieure à 100 eV et même que 90 % ont moins de 50 eV. Cette distribution en énergie est donc une fonction rapidement décroissante de l'énergie. Si nous comparons les quantités de mouvement de l'électron éjecté (p_e) et de l'ion incident : (p_M)

pour $E_0 = 80$ KeV et $E_e = 100$ eV on trouve que $\frac{p_e}{p_M} \leq \frac{1}{1800}$. En remarquant que l'angle de déviation maximum dû à l'électron est donné par : $\varepsilon_M = \frac{p_e}{p_M}$ on voit que $\varepsilon < \frac{1}{1800}$ Rad

On en déduit donc que nous pouvons négliger dans les équations de conservation de quantité de mouvement, la participation de l'électron éjecté, ce qui ramène le problème de collisions ionisantes à un problème à deux corps, considérablement plus simple à traiter.

III - CONTRIBUTION DES COLLISIONS ELASTIQUES.

On va déterminer dans ce paragraphe le rôle joué par ces collisions dans nos conditions d'observation.

Les définitions de γ , β , ε , θ sont données figure 4. Le plan de référence étant le plan de l'analyseur, on voit que :

$$\gamma = \theta \cos \beta \quad \text{et} \quad \delta = \theta \sin \beta$$

La relation (2-2) trouvée au 2^e chapitre entre $x = \rho - \rho_0$ et ΔE :
peut s'écrire ici

$$x = \rho_0 \left(-\frac{4\gamma^2}{3} - \lambda \varepsilon^2 + \frac{\Delta E_0}{E} - \delta^2 \right) \quad (3-1)$$

Le nombre d'ions diffusés dans l'angle solide $d\omega$ déterminé par ε , $\varepsilon + d\varepsilon$ et β , $\beta + d\beta$

$$dN(\varepsilon, \beta) = k \frac{d\sigma(\varepsilon, \beta)}{d\omega} d\omega \quad \text{avec} \quad k = n N_0 l$$

ou n = nombre de particules cibles par unité de volume

l = longueur de gaz traversé

N_0 = flux initial de particules

On passe aux variables ε et γ :

$$\frac{dN}{d\varepsilon d\gamma} = -k \sum (\varepsilon) \frac{d\varepsilon d\gamma}{3,6 \sqrt{1 - \frac{\gamma^2}{13 \varepsilon^2}}} \quad (3-2)$$

Les ions arrivant au point x vérifient la relation (3-1).

La relation (3-2) donne le nombre d'ions arrivant entre x et $x + dx$. Tous les ions arrivant en x tel que $-x_0 < x < x_0$ ou x_0 est la demi-largeur de la fente de sortie, sont détectés en même temps et donnent le courant instantané final :

$$N = K \int_{-x_0}^{+x_0} \sum (\varepsilon) \frac{d\varepsilon d\gamma}{3,6 \sqrt{1 - \frac{\gamma^2}{13 \varepsilon^2}}}$$

On trouve finalement

$$N = 2 k \int_0^{\varepsilon_{lim}} \sum (\varepsilon) \cdot \varepsilon (\beta_2 - \beta_1) d\varepsilon.$$

Aux énergies considérées la section efficace tend à être constante en fonction de l'énergie et il semble que l'approximation la meilleure soit de considérer le schéma des sphères rigides c'est-à-dire une collision du type boule de billard.

Prenons pour simplifier $m_2 = m_1$ et $n = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ p/cm}^3$

(p étant exprimé en mm de mercure)

la longueur de la chambre $l = l_0 = 10 \text{ cm}$

l'énergie initiale $E_M = 80 \text{ KeV}$.

Si $5 \cdot 10^{-3} < \varepsilon < 1/72 \text{ rad}$ la section efficace est de la forme $a \frac{r_0^2}{4}$ avec les valeurs suivantes de a :

$$\varepsilon = 5 \cdot 10^{-3} \quad a = 250$$

$$\varepsilon = 10^{-2} \quad a = 31$$

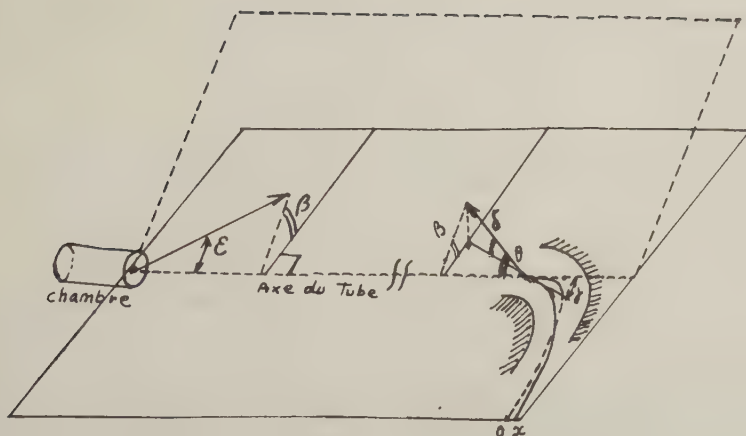
$$\varepsilon = 1/72 \quad a = 8$$

r_0 (rayon de l'atome) est en moyenne $\sim 1,5 \text{ \AA}$

$$\text{d'où } \frac{r_0^2}{4} = \frac{2,25}{4} 10^{-16}$$

Dans ces conditions :

$$\frac{\Delta N}{N} (\Delta E)_{\text{élastique}} \approx a p (\beta_2 - \beta_1) 10^{-3}$$



Notations utilisées dans l'étude des trajectoires

Figure 4.

On peut chercher une limite supérieure à $\frac{\Delta N}{N}$. En effet, de par la définition même de β_1 et β_2 :

$$\beta_2 - \beta_1 \leq \frac{\pi}{2}$$

d'où

$$\frac{\Delta N(\Delta E)}{N} \leq a p \frac{\pi}{2} 10^{-3}$$

Pour $\Delta E = 20\text{eV}$, $5 \cdot 10^{-5} < \Delta N < 5 \cdot 10^{-4}$ pour une pression comprise entre 10^{-2} et 10^{-3} Torr.

ΔN élastique donc est négligeable. Il est donc normal de ne pas tenir compte des pertes élastiques dans notre interprétation des résultats.

IV - CONTRIBUTION DES COLLISIONS INELASTIQUES

Nous avons vu au début de ce chapitre que pour une diffusion inélastique sous petit angle, on peut séparer la composante purement élastique et la composante purement inélastique Q' transférée aux degrés internes de liberté de l'atome cible. Dans le cas d'un choc avec excitation Q' est quantifiée ; par contre dans le cas d'un choc avec ionisation, on a :

$$Q' = E_i + E_e$$

ou E_e est l'énergie emportée par l'électron.

Ainsi nous pouvons traiter de la même façon les deux sortes de choc inélastiques.

La relation (2-2) vue au 2e chapitre permet de dire que le problème est donc semblable au cas élastique à ceci près que le balayage n'a plus lieu autour de $E = E_0$ mais au voisinage de $E = E_0 + Q$. On pourra donc négliger

l'aspect élastique du choc ($E_2 \approx 0$) en première approximation. L'étalement du pic du côté des ΔE élevés était dû à l'énergie cinétique des électrons éjectés.

CHAPITRE IV

RÉSULTATS ET INTERPRÉTATION

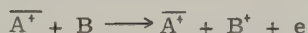
Nous avons étudiés les pertes d'énergies subies par des ions H^+ , Li^+ , He^+ , Ne^+ , Ar^+ dans les gaz rares ainsi que dans certains gaz diatomiques : O_2 , N_2 , H_2 . L'ensemble des résultats a été publié (6) (7) (8) (9) nous y renvoyons le lecteur.

I - DIFFERENTS "TYPES" DE PERTES D'ENERGIES OBSERVES.

A la lumière des comparaisons faites entre les différents spectres d'un même type d'ions dans différents gaz ou de différentes sortes d'ions dans un même gaz, et d'après les conclusions auxquelles nous amènent les études des spectres en fonction de l'énergie ou en fonction de la pression du gaz cible, on peut classer ces différentes pertes en 4 catégories :

Pics d'ionisations simples

Les premiers sont des pics plus ou moins bien individualisés caractéristiques de l'ionisation simple du gaz cible, correspondant à la réaction.



Ils sont d'autant mieux individualisés que le poids atomique du gaz cible est élevé (Kr et Xe). Dans le cas des gaz de poids atomiques plus faibles (He et Ne) ils seront souvent confondus avec des pics de la 2^e catégories. Enfin ils sont très nets même lorsque le gaz cible est l'Hélium ou le Néon, si le projectile est un proton.

Pics complexes

On trouve ensuite des pics très nets (en général les plus importants sauf dans le cas où le projectile est H^+ , où ils sont absents).

Ces pics, contrairement aux précédents, dépendent de l'ion incident mais ne sont cependant pas indépendants du gaz cible comme le montre le tableau ci-dessous où nous les avons classés par type d'ion incident.

On peut aussi remarquer que les valeurs des pertes d'énergie ainsi trouvées ne correspondant à aucun niveau d'énergie simple des particules cibles ou projectiles.

Avec les moyens d'investigations limités que nous possédons, (il eut fallu en effet pouvoir étudier simultanément, par méthode de coïncidence les

particules cibles diffusées) nous ne pouvons que formuler des hypothèses plus ou moins satisfaisantes pour expliquer ces pertes.

Chocs multiples

A plus haute pression les chocs multiples deviennent nombreux, et correspondent à des pertes de valeurs multiples des pertes fondamentales ;

Pertes secondaires

On peut ainsi nommer les structures plus ou moins nettes visibles sur les flancs des pics précédents et correspondant à des collisions moins probables (double ionisation, ionisation + excitation etc...) dont l'interprétation sera suggérée pour chaque cas particulier. En effet la multiplicité des processus possibles entraîne souvent plusieurs explications possibles pour une perte de valeur donnée ΔE .

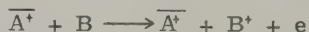
$A^+ \backslash B$	He	Ne	A	K	Xe
H^+					
Hc^+	27	30	27,2	25,2	21
Li^+	27	30	23	23	21
Ne^+	(13)	(13)	(13)	(13)	
A^+	20	27-8	21		(21)

Revenons plus en détail sur ces différents "types" de pertes.

II - INFLUENCE DE LA PRESSION : CHOCS MULTIPLES.

On peut déterminer expérimentalement la zone de pression où les chocs multiples sont négligeables.

Par exemple lors d'une collision avec ionisation du type :



pour chaque ion incident A^+ il se forme un ion B^+ dans la cible, et un seul si la collision est simple. Dans ce cas le courant d'ions B^+ est directement proportionnel à la densité en atomes cibles c'est-à-dire à la pression.

Dans le cas contraire c'est-à-dire si l'ion incident a une probabilité non négligeable d'avoir plusieurs chocs sur son parcours le courant d'ions B^+ formé croîtra *plus rapidement* que la pression car chaque ion incident A^+ formera plus d'ion B^+ . Il suffit donc de tracer la courbe donnant le courant de B^+ en fonction de la pression : la partie linéaire de la courbe fournira la zone de pression à choc unique.

Il est difficile d'appliquer cette méthode dans le cas de nos travaux car nous ne pouvons mesurer le courant d'ions B^+ formé dans la cible. Il aurait

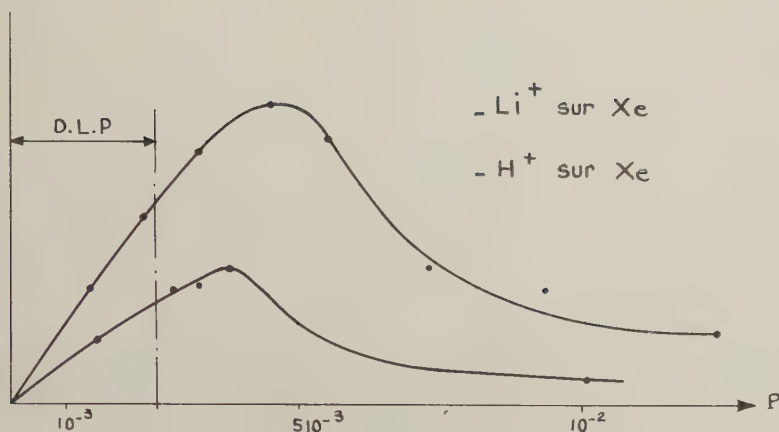


Figure 5.

fallu analyser en masse les ions formés dans la cible et mesurer le courant d'un seul type d'ion formé. Une solution possible pourrait être de mesurer le courant d'ions A^+ ayant subi un choc donné donc ayant perdu une certaine quantité d'énergie ΔE caractéristique de ce choc. Si nous sommes dans le cas de choc unique ce courant (égal au courant B') croîtra linéairement avec la pression, au contraire si il y a choc multiple, ce courant croîtra moins vite car les ions ayant subi 2 chocs successifs auront perdu une énergie $2 \Delta E$ et ne seront pas comptés dans le courant d'ion A^+ ayant perdu une énergie ΔE , la figure 5 explicite ce cas. La région à dépendance linéaire de la pression est indiquée sur les courbes par le signe D. L. P.

Collisions multiples à haute pression

Dans 2 cas particuliers Li^+ sur N_2 et Li^+ sur H_2 nous avons augmenté la pression de manière à être dans le domaine où les chocs multiples deviennent prédominants. Il faut remarquer que les résultats obtenus ont été enregistrés sur la gamme II de l'analyseur pour permettre de voir l'ensemble du spectre qui s'étend évidemment aux grandes valeurs de ΔE . Les spectres ont été normalisés en intensité pour $I(\Delta E = 0)$. On voit ainsi clairement la probabilité des chocs multiples augmenter avec la pression.

La figure 6 montre les spectres des pertes d'énergie de Li^+ à travers de l'hydrogène pour une variation de pression allant de 0,65 à $5,6 \cdot 10^{-2}$ Torr. On s'aperçoit qu'en accord avec la courbe de la figure 6 c'est seulement au-dessus d'une pression de 10^{-2} mm de Hg que le pic $2 \Delta E$ devient important. Au-dessus de $3,5 \cdot 10^{-2}$ mm de Hg l'intensité correspondant au pic ΔE devient plus grande que l'intensité des ions n'ayant pas subi de collision. De même au-dessus de $4,5 \cdot 10^{-2}$ mm de Hg, la probabilité de choc double avec diffusion dans un angle inférieur à 1° devient supérieure à la probabilité du choc simple et a fortiori de la probabilité d'un parcours sans collision.

Comparaisons des intensités relatives des pertes d'énergie en fonction de la pression.

Collision d'un même type d'ion dans différents gaz

Il peut être intéressant de comparer l'intensité relative d'une perte d'énergie d'un ion donné dans différents gaz en fonction de la pression.

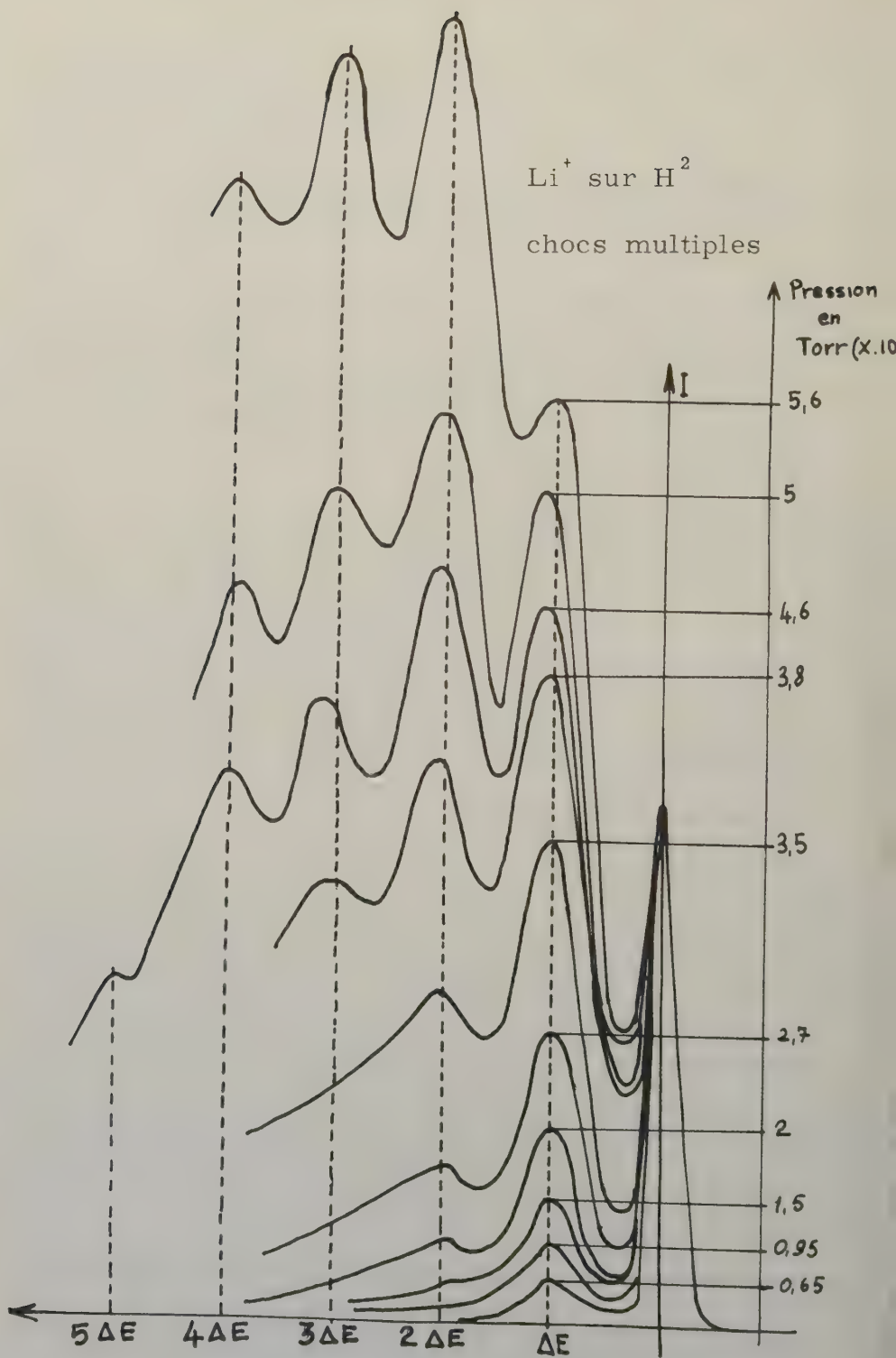


Fig. 6

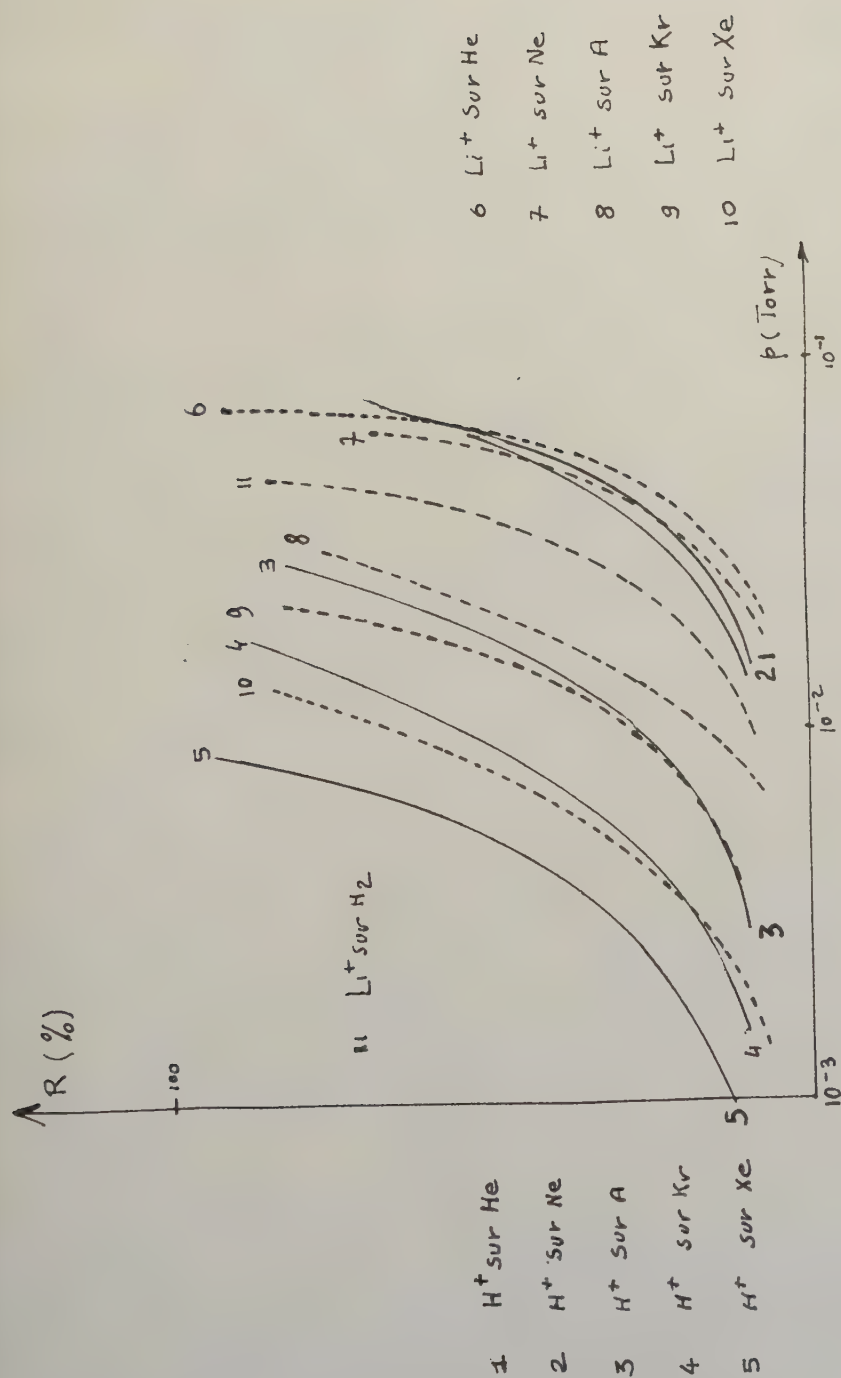


Fig. 7

On a donc calculé le rapport R entre l'intensité de la première perte principale observée et l'intensité du pic central des ions qui n'ont pas subi de pertes. La figure 7 montre la variation de R en fonction de la pression dans le cas d'une collision d'ions H^+ et Li^+ dans différents gaz.

On constate qu'à valeur de R égale la pression est d'autant plus basse que le numéro atomique de l'atome de gaz cible est élevé. Ceci est tout à fait normal pour deux raisons très simples : à pression égale c'est-à-dire à nombre égal d'atomes par unité de volume, les atomes les plus gros occupent un volume réel plus important, ensuite plus l'atome est important, plus la couche d'électrons externe est éloignée du noyau et donc plus il sera facile de l'exciter ou de l'ioniser.

Collision d'ions différents dans un même gaz

On peut faire une autre comparaison intéressante en groupant sur un même diagramme les courbes représentatives de l'intensité relative des pertes portées en fonction de la pression, dans le cas de collisions de différents types d'ions dans un même gaz. La figure 8 a été faite dans les cas où le gaz cible est le Xenon. On constate que pour une pression déterminée l'intensité relative est plus faible dans le cas d'ions lourds que pour des ions légers. Ceci peut s'expliquer assez facilement par le raisonnement suivant : à paramètre d'impact égal le champ créé par un ion léger est plus fort que celui créé par un ion lourd car l'effet d'écran dû aux électrons est plus important dans le cas d'ions lourds. Seul le cas d'ions incidents Ne^+ ne suit

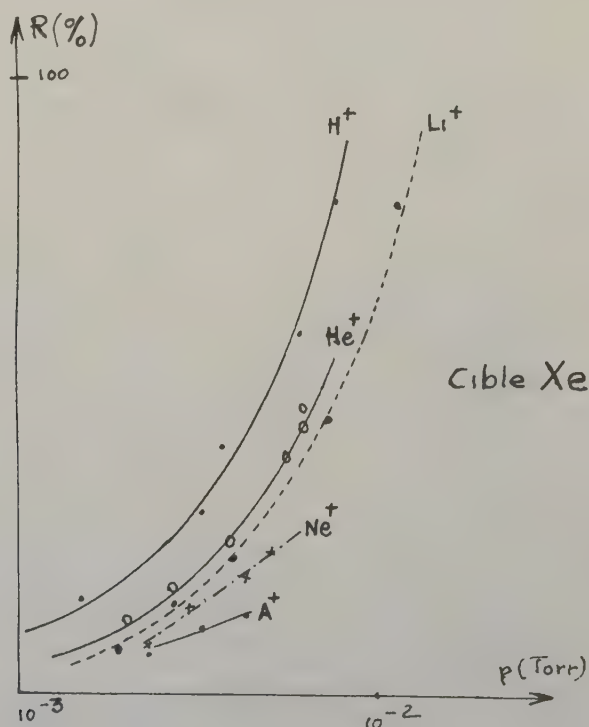


Figure 8.

pas toujours la règle. On peut supposer que la perte d'énergie qui a servi à établir cette comparaison n'est pas de même nature que dans les autres cas.

III - INFLUENCE DE L'ENERGIE DES IONS INCIDENTS : Pics "Complexes"

Nous avons dans quelques cas particuliers fait varier d'énergie du faisceau d'ions dans d'assez larges limites.

Nous avons limité cette variation à la région 65 à 180 KV. Cependant on a aussi enregistré quelques spectres (A^+ dans A) pour des énergies inférieures à 65 KV. Dans le cas où l'énergie des ions est 2,5 KeV, énergie qu'ils possèdent à l'entrée du tube accélérateur, on n'aperçoit sur le spectre aucune perte visible ; la pression de gaz cible était alors de 4.10^{-3} mm de Hg. Seule la hauteur du pic varie avec la pression. A 40 KV on remarque une bosse assez plate pour $\Delta E < 30$ eV sans qu'on puisse en tirer des renseignements intéressants. Cette absence de pertes dans nos spectres vers les faibles valeurs de l'énergie s'explique en considérant que plus l'énergie des ions incidents est faible, plus l'angle de déviation (à paramètre d'impact comparable) au moment de la collision sera grand. L'acceptance de l'analyseur étant très faible (1°) la quantité relative d'ions diffusés sous l'angle inférieur au degré tend à augmenter avec l'énergie.

Nous avons donc limité notre étude aux énergies supérieures à 65 KV, seul domaine donnant des spectres intéressants. La limitation supérieure à 180 KeV est déterminée par des conditions de sécurité : grandeur de la salle de manipulation, hauteur du plafond etc... L'influence de la tension d'accélération va être montrée dans les 2 cas suivants : He^+ sur Kr et He^+ sur A, on trouvera dans [10] les spectres correspondants aux exemples indiqués.

He^+ sur Kr

Ce cas est très intéressant : en effet on a mentionné [7] dans les résultats obtenus, à une énergie de 80 KeV, deux pics à $\Delta E = 14,5$ eV et $\Delta E = 25,2$ eV (le 3e à $\Delta E = 39$ eV est beaucoup plus faible). Ce très net dédoublement du premier pic était intéressant à suivre aux différentes énergies. On a déjà remarqué que leurs hauteurs relatives variaient avec la pression ; on pouvait donc croire que l'origine des deux pertes étaient très différentes. L'évolution du spectre en fonction de l'énergie montre que la perte à $\Delta E = 14,5$ eV reste sensiblement constante alors que la perte de 25,2 eV, qui était maxima à 80 KeV, diminue lorsque l'énergie augmente pour disparaître complètement au-dessus de 150 KeV. A 180 KeV on ne trouve plus qu'un seul pic net à 14 eV, sa structure est dissymétrique.

He^+ sur A

La structure du premier pic montrait un premier maximum à 17,3 eV suivi d'un deuxième à 27,2 eV.

On remarque aussi que à pression comparable à mesure que la THT croît le premier pic prend plus d'importance que le second, ce dernier semble d'ailleurs se déplacer vers les grandes valeurs de ΔE lorsque l'énergie augmente. Il faut cependant augmenter fortement la pression pour qu'il devienne net à une énergie de 180 KeV : ce second pic se trouve alors à 38 eV.

L'hypothèse qui semble actuellement la plus vraisemblable serait de faire intervenir une excitation collective des électrons M de l'atome d'Argon et

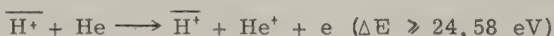
de considérer un réarrangement ultérieur des couches électroniques de l'atome cible avec autoionisation possible. Mais il faudrait alors considérer que les niveaux électroniques seraient très perturbés au passage de l'ion incident. On pourrait peut-être considérer la formation temporaire d'ions moléculaires Ar. He⁺ et Kr. He⁺. Le déplacement des pics "complexes" vers les pertes d'énergie élevées, lorsque l'énergie des ions augmente s'expliquerait alors de la façon suivante : nous recevons dans l'analyseur les ions incidents qui après collisions sont déviés dans un angle inférieur à 1° qu'elle que soit l'énergie initiale, à ces collisions correspondent des paramètres d'impact minimum de 0,14 Å à 0,08 Å lorsque l'énergie varie de 80 à 180 KeV (calculés d'après [27]) : plus l'énergie est élevée, plus rudes sont les chocs et plus grande est l'interpénétration des couches électroniques des 2 particules en collision : les électrons des couches internes peuvent être excités sur des niveaux d'autoionisations (croisement des niveaux d'énergie à distance internucléaire faible) [28, 38]. Le manque de résolution de notre appareil ne permettrait pas de séparer ces niveaux d'excitation très rapprochés.

IV - INTERPRETATION DES PERTES OBSERVEE AVEC LES GAZ RARES.

IV.1. Hélium

H⁺ sur He

Le spectre a une allure simple comme toutes les fois où l'ion incident est H⁺. Un seul pic net se trouve à 25 eV et correspond à la réaction d'ionisation simple de He :



Sur le flanc du pic situé côté des ΔE élevées, on trouve 2 structures à 37 eV et 44 eV.

La première s'explique par la formation passagère de l'atome H à l'état excité et ionisation simultanée de He puis stripping de H :

Cette réaction suppose 2 chocs successifs ce qui n'est nullement improbable dans la zone de pression utilisée (remarque en fin de chapitre).

La seconde fait intervenir l'excitation du spectre (He II) de l'ion He⁺. (Raie 1 s² S_{1/2} - 2)

$$(\Delta E = 40,9 \text{ eV})$$

Enfin certains spectres ont une inflexion à 80 eV, provenant de l'ionisation double directe de He

$$(\Delta E \geq 79 \text{ eV})$$

Li⁺ sur He

Le premier pic très bien individualisé, autour de $\Delta E = 27 \text{ eV}$, correspond tout d'abord à l'ionisation simple de He ; en remarque pour les faibles pressions ($< 10^{-2}$ Torr) que le maximum est déplacé vers les faibles énergies ; la raie débute alors à des énergies correspondant aux premiers niveaux d'excitation de l'Hélium. Ce premier pic a donc une structure "complexe".

On le retrouve à chaque fois que l'ion incident est Li^+ . Une interprétation possible considère un procédé d'échange de charge avec excitation puis réionisation (voir remarque au paragraphe IV).

On remarque à 80 eV l'ionisation double directe de He.

He^+ sur He

Le pic d'ionisation de He présente une inflexion à 20 eV correspondant à l'excitation de l'atome d'Hélium. Les différents niveaux d'excitation ne sont évidemment pas séparés, par suite de la résolution insuffisante ici de l'appareil.

Un 2e maximum diffus, s'étendant à partir de 53 eV jusqu'à 70 eV environ, ($\Delta E \geq 54,4$ eV) peut correspondre à 2 réactions : ionisation d'un ion cible, excitation d'un niveau d'autoionisation ($\Delta E \geq 24,5 + 40,6 = 65,1$ eV).

La dernière ne faisant intervenir qu'un seul choc semble cependant plus probables.

Ne^+ sur He

Une première perte à $\Delta E = 13$ eV est caractéristique de l'ion Ne^+ . On la retrouvera à chaque fois que le projectile sera Ne^+ .

Il est du type "complexe".

On retrouve le pic d'ionisation principal entre 21 et 34 eV.

Enfin une bande diffuse centrée sur $\Delta E = 44,5$ eV peut représenter à la fois les 2 réactions d'ionisation double d'un ion cible et d'autoionisation d'un atome cible

A^+ sur He

Le premier pic se dédouble au sommet : $\Delta E = 20$ eV et $\Delta E = 27$ eV et contient le pic caractéristique de l'ionisation simple de He. ($\Delta E \geq 24,5$ eV)

Le pic à 20 eV peut représenter l'excitation de He, mais cette hypothèse ne semble pas suffisante pour en expliquer l'importance.

On remarque dans ce cas que la courbe décroît très rapidement pour $\Delta E > 30$ eV, contrairement au cas précédent.

On trouve une inflexion prononcée à $\Delta E = 40$ eV dont l'origine est la même que dans le cas de l'ion Ne^+ .

IV. 2 Néon

H^+ sur Ne

On ne remarque ici aucune structure particulière, à part le pic principal correspondant à l'ionisation simple de Ne à $\Delta E = 21$ eV. ($\Delta E \geq 21,6$ eV).

La décroissance est particulièrement lente pour les grandes valeurs de ΔE .

A pression plus élevée ($p = 5,6 \cdot 10^{-2}$ torr) une 2e bosse se forme, correspondant sensiblement à une valeur de ΔE double de la première (choc double).

Li⁺ sur Ne

Un premier pic, dont le maximum correspond à $\Delta E = 30$ eV, a une structure semblable au cas de la collision Li⁺ sur He (stripping de Li⁺). Une inflexion à 22 eV, caractéristique du pic de première ionisation de Ne, confirme ce fait. On peut aussi considérer la réaction d'échange et réionisation avec excitation ($23 < \Delta E < 27$ eV).

Aux pressions plus forte on observe un pic à 60 eV correspondant à un choc double.

He⁺ sur Ne

On observe une première perte à 21 eV, due à l'ionisation de Ne, elle se trouve sur le flanc du pic complexe à 32 eV et que nous avons déjà vu lors de la collision He sur He.

On remarque un maximum assez net à 62 eV qui, lorsque la pression augmente, devient une bande s'étendant de 62 à 95 eV. Il y a alors présence d'ions ayant subi un choc double (2×32 eV) et possibilité d'une ionisation double directe de Ne : ($\Delta E \geq 63,6$ eV)

Ne⁺ sur Ne

Nous retrouvons ici le pic à 13 eV caractéristique de l'ion Ne⁺, déjà signalé. Le 2e pic à $\Delta E = 23$ eV correspond à l'ionisation de l'atome cible Ne (seuil 21,6 eV).

Une "structure" à 40 eV s'explique par l'ionisation d'un ion Ne⁺ déjà formé. ($\Delta E \geq 41$ eV).

A forte pression on aperçoit un pic à 50 eV : ions ayant subi 2 chocs successifs ionisants.

A⁺ sur Ne

On peut noter une première perte à 9 eV (si elle n'est pas due à un défaut de mise au point toujours possible) peut correspondre à un stripping de l'ion A⁺ : l'énergie moyenne d'ionisation par électron étant alors de 18 eV.

Le pic principal suivant à une structure double, assez semblable à celle du cas A⁺ sur He. Le premier maximum à 21 eV vient de l'ionisation simple de Ne ; le 2e, qui se trouve au voisinage de 27,5 eV semble plus difficile à expliquer.

Un pic à $\Delta E = 50$ eV même à pression assez faible peut évidemment s'expliquer par choc double ; cependant, cette perte s'observant même à pression assez faible, on peut faire intervenir la réaction de double ionisation en considérant d'après la théorie de RUSSEK un potentiel d'ionisation double du Néon égal à 2 fois le potentiel simple d'ionisation $\Delta E = 2 \times 21,6 = 43,2$ eV.

IV. 3. Argon

H⁺ sur A

La structure est assez simple : le pic de première ionisation de l'argon à 18 eV ($\Delta E \geq 15,75$).

porte sur son flanc (côté des grandes valeurs de ΔE) deux maxima faibles :

- à $\Delta E = 30$ eV qui s'explique par l'ionisation double d'un ion simplement chargé ($\Delta E \geq 27,6$ eV).

- et à $\Delta E = 44$ eV correspondant à l'ionisation double directe ($\Delta E \geq 43,4$ eV).

Li⁺ sur A

La structure du premier pic est toujours complexe comme dans les 2 cas précédents où l'ion incident est Li⁺. Mais ici la différence est encore plus nette. A faible pression ($6,4 \cdot 10^{-3}$ Torr) le maxima du pic se trouve vers 18 eV (caractéristique de l'ionisation simple de A) ; lorsque la pression croît le pic devient fortement dissymétrique : la perte à 18 eV devient une simple inflexion et le maximum est alors à 23 eV ($p = 3,2 \cdot 10^{-2}$). Ici aussi on peut considérer la réaction à 2 chocs : échange et réionisation avec excitation ($17,6 \leq \Delta E \leq 21$ eV) ; une inflexion à 23 eV correspondant à l'ionisation double directe de A devient un pic important lorsque la pression croît car les pics de chocs doubles à 2 fois 23 eV, viennent s'y superposer.

He⁺ sur A

On observe un premier pic très net à $\Delta E = 17,3$ eV, qui correspond à l'ionisation simple de l'argon.

Le spectre d'énergie présente un pic encore plus important à $\Delta E = 27,2$ eV surtout caractéristique de l'ion He⁺ et observé dans les cas précédents. On remarque que dans ce cas il est mieux séparé du pic de simple ionisation.

On remarque enfin l'existence d'une 3e perte moins nette vers 45 eV due à l'ionisation double directe de A.

Ne⁺ sur A

Nous retrouvons un pic de $\Delta E = 14,8$ à $\Delta E = 19$ eV caractéristique de l'ionisation simple de l'argon.

Remarquons qu'il doit contenir la perte $\Delta E = 13$ eV obtenue à chaque fois que l'ion incident est Ne⁺.

A⁺ sur A

Le premier pic débutant vers $\Delta E = 17,5$ eV est caractéristique de l'ionisation simple de l'atome d'argon :

Les deux pics suivants se situent à $\Delta E = 35$ et 54 eV, ils peuvent évidemment provenir de chocs multiples. Cependant nous les retrouvons à pression assez basse et, par suite, peuvent ainsi s'expliquer par une ionisation double et triple directe de l'argon en supposant des potentiels égaux d'évaporation des électrons, suivant la théorie de RUSSEK [48]. On notera à ce sujet l'allure comparable des spectres A⁺ sur Ne, A⁺ sur A et A⁺ sur Kr.

IV.4 Krypton

H⁺ sur Kr

A basse pression ($2 \cdot 10^{-3}$ torr) un seul pic est visible à $\Delta E = 15$ eV, correspondant à l'ionisation de Kr. ($\Delta E \geq 14$ eV).

Aucune autre structure n'est bien visible.

A plus forte pression ($1,2 \cdot 10^{-2}$ torr), deux autres pics correspondent aux chocs multiples.

Li⁺ sur Kr

Le premier pic (contrairement aux 3 cas précédents Li⁺ sur He, Li⁺ sur Ne et Li⁺ sur A) est très bien dédoublé : $\Delta E = 15$ eV correspondant à l'ionisation du krypton est toujours plus importante à basse pression alors que le deuxième à $\Delta E = 23$ eV prédomine à pression plus élevée et est caractéristique de l'ion Li⁺. On peut y voir avec BOERSCH la réaction : $\text{Li}^+ + \text{Kr} \longrightarrow (\text{Li}^+)^* + \text{Kr}^+ + e$ ($15,8 \leq \Delta E \leq 19,4$).

La perte à 41 eV doit correspondre à l'ionisation directe double de Kr. ($\Delta E \leq 38,9$ eV).

He⁺ sur Kr.

Le premier pic se dédouble ici aussi, le premier à $\Delta E = 14,5$ eV provenant de l'ionisation simple de Kr.

Le 2e pic à 25,2 eV est caractéristique de l'ion He⁺ ; nous l'avons déjà remarqué. Cependant il peut s'ajouter la réaction d'ionisation double d'un ion Kr cible ($\Delta E \geq 25$ eV).

Un 3e pic à $\Delta E = 39$ eV correspond à la réaction d'ionisation doute directe ($\Delta E \geq 38,9$ eV).

Ne⁺ sur Kr

On retrouve le premier pic caractéristique de l'ionisation du krypton, puis un pic à 32 eV correspondant soit à une ionisation double du type évaporation, soit à un choc double avec ionisation simple à chaque choc.

A⁺ sur Kr

Le premier pic d'ionisation simple se trouve sensiblement à 17 eV, sur son flanc (côté basse énergie) on peut apercevoir une inflexion à 11 eV correspondant à une excitation de l'atome de krypton.

On observe ensuite 3 autres pics à 33, 51 et 65 eV dus à la fois à des chocs multiples et à des ionisations double, triple et quadruple, avec des potentiels égaux à 2, 3 et 4 fois le potentiel d'ionisation simple (théorie de l'évaporation).

IV. 5. Xenon

H⁺ sur Xe

Le spectre est semblable à celui de la collision H⁺ sur Kr : à basse pression ($p \approx 3 \cdot 10^{-3}$ Torr) un seul pic à 13 eV : ionisation simple du Xenon ($\Delta E \geq 12,1$ eV).

A plus forte pression on aperçoit les pics caractéristiques des chocs multiples.

Li⁺ sur Xe

Le premier pic se dédouble encore mieux : $\Delta E = 13$ eV correspond à l'ionisation du xenon. Le 2e pic à 21 eV est caractéristique de l'ion Li⁺ ; il

peut s'expliquer par la réaction d'échange et réionisation avec excitation ($14 < \Delta E \leq 17,5$ eV).

Une autre perte à $\Delta E = 33$ eV vient de l'ionisation double directe du xenon, ($\Delta E \geq 31$ eV).

La perte à 65 eV pourrait correspondre à une triple ionisation, ($\Delta E \geq 66$ eV).

He⁺ sur Xe

Le premier pic net, à $\Delta E = 12$ eV est relatif à la première ionisation du Xenon, ($E \geq 12$ eV).

La deuxième perte $\Delta E = 21$ eV peut correspondre à une double ionisation, mais est plutôt caractéristique de He⁺ (même spectre que Li⁺ sur Xe).

Le troisième pic $\Delta E = 36$ eV correspond à l'ionisation double directe

Ne⁺ sur Xe

Le premier pic se décompose en 2 : le premier maximum à 18,8 eV correspond à l'ionisation du Xe

le 2e max. à 14 eV est caractéristique de l'ion Ne⁺.

Une bande s'étendant de 22 à 28 eV peut correspondre à une double ionisation du type évaporation.

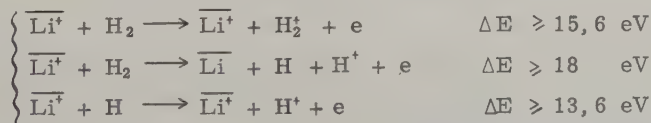
A⁺ sur Xe

On observe un seul pic net à 13 eV caractéristique de l'ionisation de Xe et des inflexions plus ou moins nettes à 25, 37 et 52 eV pouvant s'expliquer par des ionisations double, triple et quadruple du type évaporation. Il faut cependant remarquer que dans ce cas le spectre est moins net que lors des collisions A⁺ sur Ne, A⁺ sur A et A⁺ sur Kr.

V - INTERPRETATION DES PERTES D'ENERGIE DE Li⁺ DANS H₂, N₂, O₂ et Hg.

Li⁺ sur H₂

A faible pression ($p = 6,5 \cdot 10^{-3}$ Torr) on observe un pic élargi entre 13 et 22 eV, qui correspond aux 3 réactions :



La 3e réaction exige cependant une proportion assez grande de molécules dissociées par un choc précédent et ne doit que peut intervenir à faible pression.

Ces réactions ne suffisent pas à expliquer le maximum vers 22 eV qui devient prépondérant pour des pressions plus élevées ($p > 1,5 \cdot 10^{-2}$ Torr). Pour des pressions encore plus élevées on voit apparaître un pic à 45 eV dû aux chocs multiples (2 fois 22 eV).

Li⁺ sur N₂

Le premier pic se décompose en deux : le 2e maximum à 22 eV a sûrement la même origine que dans le cas précédent.

Le premier maximum au contraire doit être dû à l'ionisation de N₂. A faible pression on aperçoit même un maximum à 10 eV que l'on peut expliquer par la dissociation de N₂. ($\Delta E = 9,75$ eV).

Sur d'autres spectres le maximum, qui se trouve vers 12 eV peut correspondre à la réaction précédente ainsi qu'aux 2 réactions d'ionisation de la molécule et de l'atome.

ainsi que la réaction de dissociation et ionisation simultanée ($\Delta E \geq 24$ eV).

Li⁺ sur O₂

Une perte très nette vers 8 eV est due à l'excitation des molécules d'oxygène sur le niveau de résonance : ($\Delta E = 7,9$ eV).

La bosse très large autour de 27 eV est caractéristique de Li⁺ et peut s'expliquer partiellement par une dissociation avec ionisation de la molécule d'oxygène : ($\Delta E \geq 18$ eV).

Li⁺ sur Hg

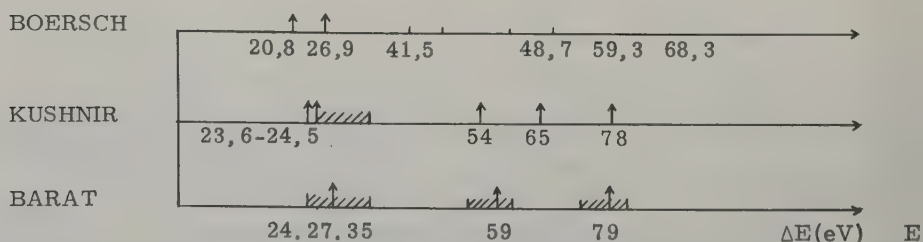
L'expérience n'a été faite que sur la vapeur saturante du mercure à la température ambiante. On a observé 2 pertes à 8 et 16 eV pour lesquelles aucune explication n'a été trouvée. Toutefois si on suppose qu'une erreur systématique se soit glissée dans l'étalonnage du spectre, l'explication la plus probable serait l'ionisation simple et double de Hg : ($\Delta E > 10,4$ eV) ($\Delta E \geq 18,75$ eV).

VI - COMPARAISON AVEC D'AUTRES AUTEURS.

On ne peut faire de comparaison des résultats obtenus avec les ions H⁺, He⁺, Ne⁺ et A⁺ car à notre connaissance il n'y a aucun autre travail comparable. Les seuls existants sont ceux de BOERSCH et SCHWEDA (22) et ceux de KUSHNIR, KABANOV et KRUMIAKOVA (33). Dans les 2 cas l'ion incident est Li⁺.

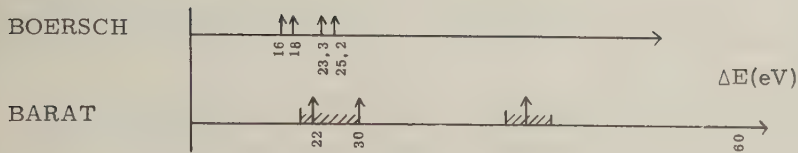
IV.1. Hélium

On peut porter nos résultats ainsi que ceux des 2 autres auteurs, sur un graphique : (la zone hachurée indique la largeur des pics à mi-hauteur).



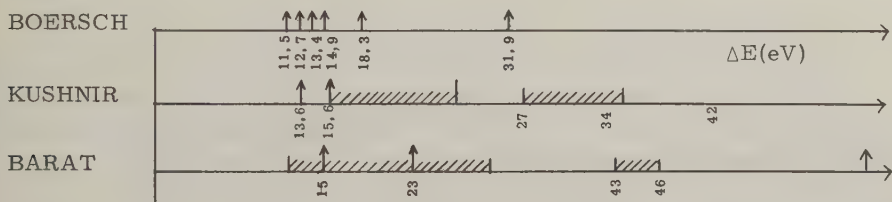
On voit que l'accord avec KUSHNIR est très acceptable, l'accord avec BOERSCH est moins bon, cependant les pertes qu'il observe au-dessus de 40 eV sont très faibles et ont pu passer inaperçues sur nos spectres.

VI. 2. Néon



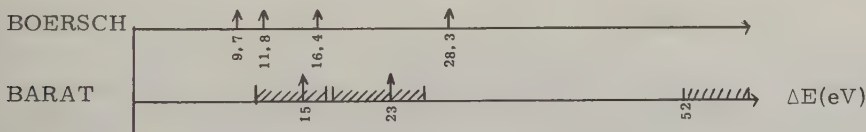
Notre maximum vers 30 eV n'est pas signalé chez BOERSCH, et doit être particulier à notre système de mesure en particulier s'il est dû à la présence d'ions Li^{++} , que BOERSCH ne peut mettre en évidence. Le pic de choc multiple à 60 eV n'est pas signalé par BOERSCH qui pourtant travaillé à pression comparable ($4.10^{-3} < p < 6.10^{-2}$ Torr).

IV. 3 Argon

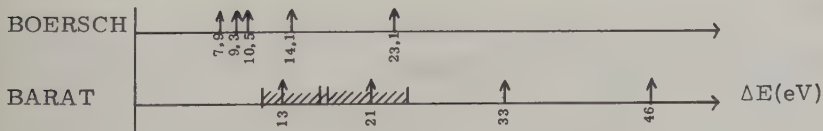


L'accord est assez bon pour le premier, le pic à 43 eV comprend le pic de choc double et n'est pas observé chez ces auteurs.

IV. 4. Krypton



IV. 5. Xénon



Dans ces 2 cas la comparaison est difficile à faire car la résolution de notre appareil (~ 4 eV) ne peut séparer les nombreux pics d'excitation : néanmoins ils peuvent être présents sur le flan du pic de première ionisation.

Remarque I

Les expériences de BOERSCH montrent aussi un pic très important à quelques électrons-volts au-dessus du niveau de première excitation. Dans

chaque cas l'auteur trouve que cette perte d'énergie est la plus importante, parmi celles observées. L'interprétation, qu'il nomme "échange et réionisation avec excitation" fait intervenir 2 chocs successifs : tout d'abord un échange de charbe avec excitation,

l'atome Li se désexcite rapidement.

enfin un 2e choc (stripping de Li) réionise l'atome de lithium.

le bilan énergétique donne une perte : $E = E_I^{\text{He}} + E_{\text{ex}}^{\text{Li}}$

pour les différents gaz ceci donne :

Li⁺ sur Hélium : 24,5 + (1,84 à 5,4) = 26,3 à 29,86 eV

Li⁺ sur Néon : 21,56 + (1,84 à 5,4) = 23,4 à 26,96 eV

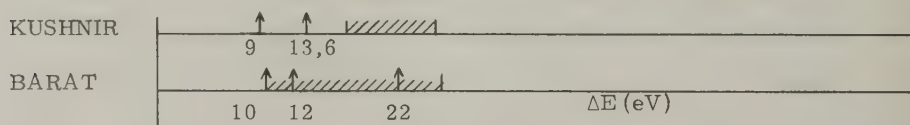
Li⁺ sur Argon : 15,76 + (1,84 à 5,4) = 17,6 à 21,16 eV

Li⁺ sur Krypton : 14 + (1,84 à 5,4) = 15,84 à 19,4 eV

Li⁺ sur Xenon : 12,13 + (1,84 à 5,4) = 13,97 à 17,53 eV

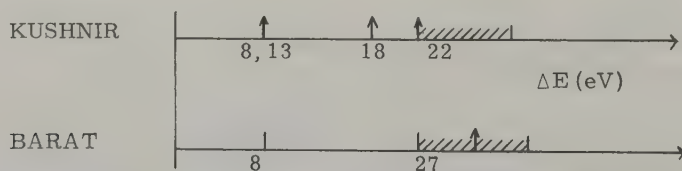
La probabilité d'un tel choc augmente avec la probabilité de chocs doubles donc avec la pression ce qui expliquerait très bien que le 2e pic "complexe" augmente plus rapidement que le pic de simple ionisation lorsque en pression croît.

IV-6. Azote



L'accord avec KUSHNIR semble donc très bon. La perte à 10 eV que nous avons remarquée et qui est bien définie à faible pression, est signalée par cet auteur comme assez intense. Il l'explique aussi par une dissociation de la molécule d'azote, phénomène extrêmement probable, confirmé par d'autres expériences dans lesquelles on trouve que le procédé le plus probable dans des collisions Ions-Molécules est la dissociation.

IV.7 Oxygène



L'accord est parfait pour la première perte observée. D'ailleurs KUSHNIR la signale comme très intense ce qui est aussi le cas dans notre expérience. Par contre nous n'observons rien à 18 eV. L'accord est satisfaisant pour la perte $\Delta E \approx 22$ eV, mais KUSHNIR ne donne aucune explication pour cette valeur.

Les 2 interactions Li^+ sur H_2 et Li^+ sur Hg n'ont pas été étudiées, ni par BOERSCH ni par KUSHNIR.

Remarque II

- Théorie statistique des collisions avec les atomes lourds. Théorie de l'évaporation.

Cette théorie a été développée par A. RUSSEK et T. THOMAS (48) (49) (23) pour expliquer les résultats assez considérables réunis à cette époque (1957) sur les chocs d'ions lourds sur atomes lourds. En effet il est impensable que l'on puisse développer une théorie quantique rigoureuse d'une collision faisant intervenir des particules aussi compliquées. Dans cette théorie phénoménologique, les auteurs considèrent que la collision a lieu en deux temps : - tout d'abord pendant que les couches atomiques de l'ion incident et de l'atome cible s'interpénètrent plus ou moins profondément, une partie de l'énergie cinétique de l'ion incident est transférée par "frottement" aux degrés internes de liberté de l'atome cible. Dans un deuxième temps l'atome "échauffé" rejette partiellement cette énergie par émission des photons et en éjectant un ou plusieurs électrons.

Cette théorie s'appuie sur les quatre hypothèses suivantes faites sur la façon dont l'énergie est transférée aux électrons :

1 l'énergie transférée est distribuée aux seuls électrons externes.

2 l'énergie transférée est distribuée *statistiquement* à ces électrons.

3 l'échelle des énergies étant divisée en "cellules" de largeur ϵ égales, ces "cellules" ont *toutes* même poids statistique que l'électron soit sur un niveau lié ou libre.

4 on suppose un potentiel d'ionisation *uniforme* : tout électron qui acquiert une énergie supérieure à cette énergie d'ionisation s'échappe, indépendamment du nombre d'électrons déjà éjectés.

Cette 4^e hypothèse pourrait très bien expliquer que dans le cas d'atomes cibles et d'ions incidents de poids atomiques assez élevés on remarques, même à basse pression (où théoriquement les chocs doubles sont négligeables), des pics multiples des pics de simple ionisation, correspondants à des ionisations multiples à potentiel d'ionisation uniforme.

CONCLUSION

Nous pensons avoir construit un spectromètre de vitesse très fin qui permet d'analyser les faisceaux d'ions de 50 à 300 KeV avec une précision rarement atteinte (quelques eV). La mise au point de l'appareillage a nécessité le développement d'une optique électronique assez délicate ; elle nous a amené à nous intéresser de différentes techniques : sources d'ions, système de focalisation, analyse magnétique, accélérateur d'ions ainsi qu'aux problèmes très importants de la décélération uniforme des particules et enfin à la détection des courants faibles.

L'exploitation de l'appareil nous a permis d'obtenir des résultats originaux sur les pertes subies dans un gaz par des ions de forte énergie. Nous avons étudié systématiquement l'interaction des protons et des ions de gaz rares dans tous les gaz rares et dans quelques gaz diatomiques. Les spectres obtenus ont permis de mettre en évidence une structure discrète des pertes observées et d'en déduire les processus de collision prépondérants aux énergies considérées. L'utilisation de l'analyseur avec une source d'ions Lithium nous a permis de tester notre appareil en comparant nos résultats avec ceux obtenus par d'autres auteurs utilisant des moyens d'investigations différents (21) (33). L'assez bon accord obtenu, compte tenu des différences dans les méthodes d'analyse a confirmé l'exactitude de nos résultats.

Cette méthode d'analyse pourrait être appliquée aux collisions d'ions les plus divers en particulier aux interactions d'ions et de molécules organiques. Une amélioration du pouvoir de résolution permettrait d'étudier par impact ionique les niveaux d'autoionisation.

D'autre part on pourrait concevoir un déplacement angulaire de l'axe du décélérateur permettant une analyse angulaire des ions diffusés. Elle conduirait à une étude intéressante des pertes inélastiques dans un angle donné et permettrait ainsi de compléter les travaux faits sur les ions diffusés (27). En particulier on pourrait aussi mesurer directement l'énergie inélastique intervenant dans une collision et avoir ainsi un contrôle direct de la théorie de RUSSEK et THOMAS, en oubliant pas toutefois qu'il faudrait déjà éliminé la perte purement élastique qui devient rapidement prépondérante à ces énergies même pour des angles de diffusion très faibles.

Ma profonde reconnaissance va à Mr. Le Professeur P. GRIVET qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et s'intéresser à mes travaux.

Je remercie très vivement Mr. A. SEPTIER, Directeur scientifique au C.N.R.S., qui a assuré la direction de ce travail et qui m'a beaucoup aidé par sa profonde connaissance de l'optique électronique.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Mr. J. BAUDON, Maître-assistant, qui m'a assuré tout au long de ce travail de sa collaboration amicale, m'apportant le concours de sa grande compréhension des phénomènes physiques.

Je tiens aussi à remercier Mr. H.A. FOWLER du N.B.S. (Washington) qui, au début de ces travaux, a contribué à réaliser l'analyseur final et, par la suite, a aidé à orienter mes recherches.

J'exprime tous mes remerciements à Mr. Cl. GONCALVES pour la promptitude qu'il a toujours mis à développer les nombreuses photos des spectres réalisés.

Que M.J. LAURENCON, notre chef d'atelier et avec lui toute l'équipe de l'atelier soient remerciés pour la réalisation méticuleuse de l'appareillage.

Je remercie enfin tous mes camarades, chercheurs et techniciens qui ont su créer l'ambiance sympathique qui règne à l'institut d'électronique.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) AFROSIMOV (V.V.) et FEDORENKO (N.V.) Sov. Phys. Tech. Phys. 26 - 2378 (1957).
- (2) AFROSIMOV (V.V.) et FEDORENKO (N.V.) Sov. Phys. Tech. Phys. 26 - 2378 (1957).
- (3) BARAT (M.) Thèse 3e cycle - Paris (1961).
- (4) BARAT (M.), BAUDON (J.) et SEPTIER (A.) J. de Microscopie - 2.5.381 (1963).
- (5) BARAT (M.) et BAUDON (J.) Rapport interne 64/79 (1964).
- (6) BARAT (M.), BAUDON (J.) et SEPTIER (A.) C.R. 258 - 5379 (1964).
- (7) BARAT (M.), BAUDON (J.) et SEPTIER (A.) C.R. 258 - 5603 (1964).
- (8) BARAT (M.), BAUDON (J.) et SEPTIER (A.) C.R. 259 - 2397 (1964).
- (9) BARAT (M.) et BAUDON (J.) C.R. 6e Conf. Int. Phen. Ionis. d. les gaz, I, IB 14, p. 127 (1963).
- (10) BARAT (M.) C.R. 4e Conf. Int. Phys. Collisions : M.B. 5 p 288 (1965).
- (11) BATES (D.R.) Atomic and Molecular Processes Ch. 14 Academic Press (1962).
- (12) BATES (D.R.) Proc. Phys. Soc. A - 73 - 227 (1959).
- (13) BATES (D.R.) Proc. Phys. Soc. A - 77 - 59 (1961).
- (14) BATES (D.R.) et GRIFFING (G.) Proc. Phys. Soc. A. 66-961 (1953).
- (15) BATES, Mc. DOWELL et OMHOLT J.A.T.P. 10-51 (1957).
- (16) BERRY (H.W.) Phys. Rev. 121-1714 (1961).
- (17) BERRY (H.W.) Phys. Rev. 127-1634 (1962).
- (18) BLACKSTOCK (A.W.), BIRKHOFF (R.D.) et SLATER (M.) Rev. of Sc. Instr. 26.3.274 (1955).
- (19) BLAUTH (E.) Z. für Phys. 147-228 (1957).
- (20) BOERSCH (H.) Z. für Phys. 139-114 (1954).
- (21) BOERSCH (H.) et SCHWEDA (S.) Z. für Phys. 167-1 (1962).
- (22) BOERSCH (H.), FORST (G.) et SCHWEDA (S.) Z. für Phys. 174-446 (1963).
- (23) BULMAN (J.B.) et RUSSEK (A.) Phys. Rev. 122 p. 506 (1961).
- (24) CARLSON (C.E.) et MAGNUSON (G.D.) Rev. of. Sc. Instr. 33.9.905 (1962).

- (25) DIETRICH (W.) - Z. für Phys. 152-87 (1958).
- (26) ELKIND (M.) - Rev. Sc. Instr. 24.2, 129 (1953).
- (27) EVERHART (E.), STONE (G.) et CARBONE (R.J.) Phys. Rev. 99-1 286 (1955).
- (28) U. FANO et W. LICHTEN Phys. Rev. Letters 14, 16 p 507 (1965).
- (29) GAUTHE (B.) - Thèse Paris (1958).
- (30) HASTED (J.B.) - Phys. of Atomic collisions - Butterworth Londres (1964).
- (31) HUGHES (M.) et ROJANSKY (V.) - Phys. Rev. 34-284 (1929).
- (32) KABANOV (A.N.) et HILIUTIN - Rad. i Elect. 4, n° 1, 109 (1959).
- (33) KUSHNIR (Iu.M), KABANOV (A.N.) et KRUMIAKOVA (L.N.) Rad. i. Electr. 5, n° 4, 672 (1960).
- (34) KUYATT (C.E.) Thèse Nebraska (1961).
- (35) KUYATT (C.E.) et SIMPSON (J.A.) C.R. de la 6e Conf. sur les gaz ionisés - 1 (1963).
- (36) KUYATT (C.E.) et SIMPSON (J.A.) Atomic collisions Processes - 191 (1964).
- (37) LANDAU (L.) et LIFCHITZ (E.) Mécanique - Edition en langue étrangère - Moscou (1960).
- (38) W. LICHTEN C.R. 4e Conf. Int. Phys. Collisions gaz p 63 (1965).
- (39) MARTON (L.), LEDER (L.B.) et MENDLOWITZ (H.) Electronics and Electron physics - VII-183 (1955).
- (40) MARTON (L.), SIMPSON (J.A.), FOWLER (M.A.) et SWANSON (N.) Phys. Rev. 126 (182) 1962.
- (41) Mc DOWELL (M.RC.) - Tech. Note - NBS - n° 185.
- (42) MESSIAH (A.) - Mécanique quantique I (DUNOD).
- (43) MOISEWITSCH (B.L.) et STEWART (A.L.) Proc. Phys. Soc. A. 67 p. 1 069 (1954).
- (44) MÖLLENSTEDT (G.) - Zeit Naturforschung 7 A, 465, (1952).
- (45) MONGODIN - Technique du vide.
- (46) MORGAN (G.H.) et EVERHART (E.) Phys. Rev. 128-667 (1962).
- (47) PINES (D.) - Rev. of Mod. Phys. 28-184 (1956).
- (48) RUSSEK (A.) et THOMAS (T.) Phys. Rev. 109 - 2 015.
- (49) RUSSEK (A.) et THOMAS (T.) Phys. Rev. 114 - 1 538 (1959).
- (50) WATANABE (H.) - J. Phys. Soc. Japan - 9-920 (1954).
- (51) WATANABE (H.) - J. Phys. Soc. Japan - 9-1 035 (1954).

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

EMISSION DE PARTICULES PAR IMPACT D'UN FAISCEAU
LASER SUR UNE CIBLE SOLIDE

Vu et approuvé :
Paris, le 26 février 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN

Ouvrages scientifiques
T Y P O - O F F S E T

GAP (Hautes-Alpes)

Dépôt légal n° 151
1966

